



Titre: Dispositifs électromagnétiques non réciproques à base de graphène
Title:

Auteur: Nima Chamanara
Author:

Date: 2015

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Chamanara, N. (2015). Dispositifs électromagnétiques non réciproques à base de graphène [Thèse de doctorat, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/1764/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/1764/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:** Christophe Caloz
Advisors:

Programme: génie électrique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

DISPOSITIFS ÉLECTROMAGNÉTIQUES NON RÉCIPROQUES À BASE DE
GRAPHÈNE

NIMA CHAMANARA
DÉPARTEMENT DE GÉNIE ÉLECTRIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIÆ DOCTOR
(GÉNIE ÉLECTRIQUE)
JUIN 2015

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée :

DISPOSITIFS ÉLECTROMAGNÉTIQUES NON RÉCIPROQUES À BASE DE
GRAPHÈNE

présentée par : CHAMANARA Nima

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiæ Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. MÉNARD David, Ph.D., président

M. CALUZ Christophe, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. MARTEL Richard, Ph.D., membre

M. COOKE David, Ph.D., membre externe

RÉSUMÉ

Le graphène est une couche monoatomique d'atomes de carbone disposés dans un réseau en nid d'abeilles. Ce matériau a été produit la première fois en 2004 par un groupe de l'Université de Manchester. Des expérimentations suivantes sur le graphène, ont révélé des propriétés électromagnétiques, mécaniques et thermiques inhabituelles. Ces propriétés sont le résultat de sa structure de bande d'énergie unique, linéaire et sans zones interdites, dite cône de Dirac.

En raison de sa structure de bande d'énergie, le graphène présente des propriétés métalliques. Par conséquent, comme les métaux et les gaz d'électrons 2D, il soutient une oscillation collective des charges de surface appelées plasmons de surface. L'onde électromagnétique produite par les plasmons de surface est étroitement liée à la surface et sa longueur d'onde est fortement comprimé par rapport à la longueur d'onde d'espace libre. Lorsque elle sont polarisé par un champ magnétique perpendiculaire, ces oscillations collectives des charges de surface sont appelés magnétoplasmons. Les Magnétoplasmons peuvent briser la symétrie du renversement du temps et présentent propriétés non réciproques. Par conséquent, ils se comportent différemment, pour des directions opposées de propagation. Dans cette thèse, nous adaptons le graphène pour la conception de dispositifs magnétoplasmoniques non réciproques, tels que des isolateurs et des déphaseurs non réciproques. Un isolateur est un dispositif qui permet la propagation dans un seul sens. Un déphaseur non réciproque produit des déphasages différents pour des directions opposées de propagation.

Nous considérons les dispositifs fonctionnant dans les fréquences térahertz. Le domaine térahertz est devenu attrayant au cours des dernières années pour ses bienfaits dans diverses applications telles que l'imagerie, les études biologiques, l'exploration spatiale, les communications à courte portée et les radars compacts. Cependant, la conception des sources, des dispositifs et des composants électromagnétiques classiques dans cette bande de fréquence de 300 GHz à 30 THz est un grand défi. Les dispositifs magnétoplasmoniques non réciproques à base de graphène présentées dans cet ouvrage peuvent en général opérer dans le térahertz, l'infrarouge et les fréquences optiques. Nous démontrons théoriquement un coupleur non réciproque, déphaseur non réciproque et isolateur à base de graphène opérant dans le régime térahertz. Avec la vaste recherche axée autour de la production de feuilles de graphène de haute qualité, les dispositifs non réciproques proposées peuvent servir de bonnes solutions pour les dispositifs non-réciproques dans le régime de térahertz.

Nous étudions également les potentiels de graphène pour les composants transparents et

flexibles aux fréquences micro-ondes. Puisque le graphène a une épaisseur atomique, il est très transparent à la lumière et apparaît presque invisible à l'œil nu. Il peut donc être utilisé dans des dispositifs électroniques transparents. Cette technologie est en train de devenir très populaire dans les téléphones mobiles et les écrans tactiles, en autres. Elle fait l'objet de recherches approfondies vers des systèmes électroniques futurs complètement transparents et flexibles. Les électrodes transparentes à base de graphène ont été récemment démontrées comme étant capable de présenter des performances supérieures à celles des matériaux transparents classiques. Dans ce travail, nous avons étudié le graphène comme matériau transparent et souple pour les systèmes à micro-ondes et radio. Nous avons étudié aussi des composants hyperfréquences planes réciproques et non réciproques. Pour un fonctionnement réciproque, il est montré que le graphène peut fonctionner en micro-ondes et ondes millimétriques avec des pertes raisonnables. Pour un fonctionnement non réciproque, il est démontré que la perte est prohibitive.

ABSTRACT

Graphene is a monoatomic layer material made of carbon atoms arranged in a honeycomb lattice. This material was first produced in 2004 by a group in the University of Manchester. Following experiments on graphene, revealed its unusual electromagnetic, mechanical and thermal properties. These properties are a result of its unique, linear and gapless energy band structure, called the Dirac cone.

As a result of its band structure, graphene exhibits metallic properties. Therefore like metals and 2D electron gases it supports collective oscillation of surface charges called surface plasmons. The electromagnetic wave produced by surface plasmons are tightly bound to the surface and its wavelength is highly compressed, compared to the free space wavelength. When biased by a normal magnetic field, these collective oscillation of surface charges are called magnetoplasmons. Magnetoplasmons can break time reversal symmetry and exhibit non-reciprocal properties. Therefore, they behave differently for opposite directions of propagation. In this thesis we tailor graphene for the design of non-reciprocal magnetoplasmonic devices, such as isolators and non-reciprocal phase shifters. An isolator is a device that permits propagation only in one direction. A nonreciprocal phase shifter produces different phase shifts for opposite directions of propagation.

We consider devices operating at terahertz frequencies. The terahertz band has become attractive in recent years for its benefits in applications such as imaging, biological studies, space exploration, short range communication and compact radars. However the design of conventional electromagnetic sources, devices and components in this frequency band is a big challenge. The graphene non-reciprocal magnetoplasmonic devices presented in this work can in general operate in the terahertz, infrared and optical frequencies. We theoretically demonstrate graphene-based non-reciprocal coupler, phase shifter and isolator operating in the terahertz regime. With the extensive research focused around producing high quality graphene sheets, the proposed non-reciprocal devices may serve as good alternatives for non-reciprocal devices in the terahertz regime.

We study potentials of graphene for transparent and flexible microwave components as well. Since graphene has an atomic thickness, it is highly transparent to light and appears almost invisible to naked eye. It can therefore be integrated into transparent electronic devices. This technology is becoming very popular in mobile phones and tactile screens and is under extensive research towards completely transparent and flexible future electronic systems. Transparent graphene-based electrodes have been recently demonstrated to exhibit superior

performance compared to conventional transparent materials. We study graphene as a transparent and flexible material for microwave and radio systems. Planar microwave reciprocal and non-reciprocal components are being considered. For reciprocal operation it is shown that graphene can operate at microwave and millimeter wave frequencies with reasonable loss. For non-reciprocal operation it is shown that loss would be prohibitively high.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	v
TABLE DES MATIÈRES	vii
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xiv
LISTE DES ANNEXES	xv
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
1.1 Revue des composants et des dispositifs électromagnétiques non réciproques	1
1.2 Introduction de base sur le graphène	1
1.3 Plan de la thèse	3
CHAPITRE 2 : REVUE DE LITTÉRATURE	4
CHAPITRE 3 : LA SYNTHÈSE DE L'ENSEMBLE DU TRAVAIL	6
3.1 Principes de base du graphène	6
3.1.1 Liaison chimique de carbone dans le graphène	6
3.1.2 Graphène cristallographie	7
3.1.3 Structure de bande d'énergie - Le modèle de liaisons fortes	9
3.1.4 Hamiltonien de Dirac	12
3.2 Le graphène sous l'effet d'une polarisation magnétique statique	13
3.2.1 Les niveaux de Landau	13
3.2.2 Modèle de conductivité	15
3.3 Magnetoplasmonique du graphène	17
3.4 Dispositifs magnetoplasmoniques non-réciproques de graphène	20
3.4.1 Déphaseur non réciproque	20
3.4.2 Coupleur non réciproque	21
3.4.3 Isolateurs plasmoniques	27
3.5 Composants micro-ondes transparents et flexibles à base de graphène	33

3.5.1	Cas réciproque	36
3.5.2	Cas non réciproque	36
CHAPITRE 4 : DISCUSSION GÉNÉRALE		39
4.1	Pertes du graphène et d'autres matériaux plasmoniques	39
4.2	Méthodes réduisant les pertes plasmoniques	42
4.3	Progrès dans la recherche sur les matériaux conducteurs transparents pour applications électroniques et plasmoniques	43
CHAPITRE 5 : CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS		45
5.1	Réalisation Expérimentale	45
5.2	Travaux Futurs	46
RÉFÉRENCES		49
ANNEXES		56
ANNEXE A : ARTICLE 1 : NON-RECIPROCAL MAGNETOPLASMON GRAPHENE COUPLER		56
ANNEXE B : ARTICLE 2 : TERAHERTZ MAGNETOPLASMON ENERGY CONCENTRATION AND SPLITTING IN GRAPHENE PN JUNCTIONS		64
ANNEXE C : ARTICLE 3 : OPTICALLY TRANSPARENT AND FLEXIBLE GRAPHENE RECIPROCAL AND NONRECIPROCAL MICROWAVE PLANAR COMPONENTS		72
ANNEXE D : DISPERSION DES MAGNETOPLASMONS DU GRAPHÈNE INFINIE		76
ANNEXE E : LA MÉTHODE DES DIFFÉRENCES FINIES DANS LE DOMAINE FRÉQUENTIEL		78

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3.1	Valeurs de résistance de feuille réalisables avec graphène.	35
-------------	---	----

LISTE DES FIGURES

Figure 3.1	Représentation graphique des orbitales dans le graphène Chamanara and Caloz (2015).	7
Figure 3.2	La formation de liaisons σ et π entre les atomes de carbone voisins dans le graphène.	7
Figure 3.3	Structure en nid d'abeille de graphène et la première zone de Brillouin.	8
Figure 3.4	structure de bande d'énergie du graphène pour $\gamma_{AB} = 2.8$ eV et $\gamma_{AA'} = 0.1$ eV. (a) graphique en perspective des bandes de conduction et de valence, (b) projection de la bande de conduction. Les axes k_x et k_y ont une dimension de $1/a$. L'énergie est en eV.	11
Figure 3.5	Plasmons de surface TM, consistant en des champs électriques longitudinaux du fait du déplacement longitudinal de charges à une interface métal-diélectrique ou sur un 2DEG.	18
Figure 3.6	ourbes de dispersion pour des magnetoplasmons dans une bande de graphène avec des paramètres de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation $\tau = 0.1$ ps, de densité de porteur $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et de $B_0 = 1$ T. Les modes de bord sont tracés en rouges et les modes volumiques en bleu. La courbe en pointillés représente la dispersion d'une feuille de graphène infinie avec les mêmes paramètres.	19
Figure 3.7	Amplitude de champ électrique pour les modes de bord et les modes 2D volumique de la bande de graphène de la fig. 3.6.	20
Figure 3.8	Champ électrique sur la bande de graphène pour les modes de bords se propageant sur les bords droit et gauche. (a) Le point A sur le bord droit voit un champ électrique tournant dans le sens antihoraire alors que l'onde (de mode 2^+) se propage le long de la bande de graphène. (b) Le point B sur le bord gauche voit un champ électrique tournant dans le sens horaire alors que l'onde (de mode 1^+) se propage le long de la bande de graphène.	21

Figure 3.9	Courbes de dispersion pour les magnetoplasmons dans une bande de graphène avec les paramètres, de largeur $w = 100\mu\text{m}$, de temps de relaxation $\tau = 0.1$ ps, de densité de porteurs de charges $n_s = 10^{13}$ et de $B_0 = 1$ T. Les modes de bords sont tracés en rouges et les modes volumiques en bleu. La courbe en pointillés représente la dispersion d'une feuille de graphène infinie avec les mêmes paramètres. La zone grise correspond au cône de lumière.	22
Figure 3.10	Déphaseur non réciproque en graphène. Le mode de bord droite est court-circuité par un un conducteur parfait (PEC). Le mode de bord gauche produit des déphasages différents dans des directions de propagation vers l'avant et vers l'arrière.	22
Figure 3.11	Différence de phase et perte produite par un déphaseur non réciproque pour les concentrations de porteurs de charges 10^{13} , et 5×10^{12}	23
Figure 3.12	Coupleur plasmonique non réciproque, se composant de deux guides d'ondes plasmoniques parallèles. Ces deux guides d'ondes sont polarisés par un champ magnétostatique perpendiculaire à leur plan. (a) L'alimentation est au port 1. (b) L'alimentation est au port 2.	23
Figure 3.13	Courbes de dispersion pour les modes de bord (rouge) et volumiques (bleu) des deux bandes de graphène isolées avec des paramètres différents. Les courbes solides montrent le facteur d'ondes lentes et la perte pour une bande de graphène avec des paramètres, de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation, $\tau = 0.1$ ps, de densité de porteurs, $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, et de $B_0 = 1$ T. Les courbes en pointillés représentent le facteur d'ondes lentes et la perte pour une bande de graphène avec des paramètres, de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation, $\tau = 0.1$ ps, de densité de porteurs, $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, et de $B_0 = 1$ T. Les régions d'accord de phase sont mises en évidence par des ellipses.	24
Figure 3.14	Amplitude du champ électrique pour les modes de bords des bandes de graphène de la fig. 3.13 montrant différents scénarios possibles quand elles sont placées côte à côte. La bande de droite a des paramètres, de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation, $\tau = 0.1$ ps, de densité de porteurs, $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, et de $B_0 = 1$ T. La bande de gauche a des paramètres, de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation, $\tau = 0.1$ ps, de densité de porteurs, $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, et de $B_0 = 1$ T.	25

Figure 3.15	Amplitude du champ électrique pour les modes de bord du coupleur de la fig. 3.12 se propageant sur les bords proches des bandes à la fréquence $f = 6$ THz. (a) Propagation vers l'avant. Les modes de bord se couplent et donnent lieu à deux modes symétriques et antisymétriques couplés. (b) Propagation vers l'arrière. Les modes ne se couplent pas.	25
Figure 3.16	Les courbes de dispersion des modes de bord et volumiques du coupleur plasmonique de la figure 11 pour une propagation vers l'avant et vers l'arrière.	26
Figure 3.17	Vecteurs de champ électrique transverse pour les modes de bord couplés. (a) antisymétrique et (b) symétrique.	26
Figure 3.18	Jonction p-n de graphène dopée chimiquement.	27
Figure 3.19	Facteur d'onde lente et perte pour la structure de la fig. 3.18 sans polarisation magnétique.; $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 10 \text{ nm}$, $n = p = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $B_0 = 0 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. Le mode de jonction p-n est représenté en rouge.	28
Figure 3.20	Diagramme du champ électrique dans le plan du graphène pour la structure de la fig. 3.18 avec $B_0 = 0 \text{ T}$. Le point R sur la bande de droite voit un champ électrique tournant dans le sens horaire pour une propagation vers l'avant et un champ électrique tournant dans le sens antihoraire pour une propagation vers l'arrière. Le point L sur la bande gauche voit un champ électrique tournant dans un sens opposé par rapport au champ au point R pour les deux directions de propagation.	29
Figure 3.21	Facteur d'ondes lentes et perte pour l'isolateur magnetoplasmonique de la fig. 3.19; $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 10 \text{ nm}$, $n = p = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $B_0 = 1 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. Le mode de jonction p-n est représenté en rouge.	29
Figure 3.22	Évolution du champ électrique du mode se propageant dans la jonction p-n (mode 1) pour des propagations vers l'avant et vers l'arrière quand le champ magnétique est augmenté.	30
Figure 3.23	Jonction p-n de graphène dopée électriquement.	31
Figure 3.24	Densité nette de porteurs et potentiel électrique d'une bande de graphène dopée avec un champ électrique pour $w = 50 \mu\text{m}$ and $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$	32
Figure 3.25	Densités d'électrons et de trous excités thermiquement à la température ambiante pour une bande de graphène dopée avec un champ électrique.; $w = 50 \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $T = 300 \text{ K}$	32

Figure 3.26	Facteur d'ondes lent et perte pour une bande de graphène polarisée par un champ électrique; $w = 50 \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $B_0 = 0 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. Le mode de jonction p-n est représenté en rouge. Les encadrés montrent le motif de champ électrique.	33
Figure 3.27	Courbes de dispersion pour une bande de graphène polarisée magnétiquement et également polarisée par un champ électrique; $w = 50 \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $B_0 = 0.1 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. Le mode de jonction p-n est représenté en rouge. La zone grise représente le cône de lumière.	34
Figure 3.28	Structure CPW optiquement transparente et flexible utilisant le graphène comme conducteur avec ses modes quasi-TEM pairs et impairs, respectivement	35
Figure 3.29	Facteur d'ondes lentes et l'atténuation par millimètre pour la CPW de graphène sans polarisation magnétique ($B_0 = 0$), pour les paramètres $h = 127 \mu\text{m}$, $w/h = 0.8$, $g/h = 0.5$, $w_s = 250 \mu\text{m}$, $R_s = 3 \Omega/\square$, ar rapport à la même structure comprenant des conducteurs électriques parfaits. Le substrat est le polyéthylène naphthalate (PEN) avec une constante diélectrique $\epsilon_r = 3$ et $\tan \delta = 0.0013$	36
Figure 3.30	Distributions de champ électrique déplacées, à 50 GHz et facteur d'ondes lentes et l'atténuation pour les mêmes paramètres que dans la fig. 3.29, l'exception d'une résistance de couche plus élevée de $R_s = 300 \Omega/\square$, sous une polarisation magnétique de 3 T.	38
Figure 5.1	Le graphène multi-échelle, incluant nanofils ferromagnétiques, une surface sélection des fréquence (FSS) et une metasurface gyrotropique. .	47
Figure 5.2	Plasmons de surface TE dans une feuille de graphène sur une ferrite semi-infinie magnétiquement polarisé.	47
Figure 5.3	Coupleur magnétiquement commutable constitué de deux bandes de graphène couplé, avec une différence de tension continue. (a) sans aucune polarisation magnétique les modes de bord présentent des dispersions identiques. (b) Avec polarisation magnétique ils sont en désaccord de phase et le couplage est réduit.	48
Figure E.1	Grille 2D FDFD sur une feuille résistive d'épaisseur nulle.	79

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

TE	Transverse Electric
TM	Transverse Magnetic
2DEG	2D Electron Gas
RHCP	Right Hand Circularly Polarized
LHCP	Left Hand Circularly Polarized
TB	Tight Binding
BZ	Brillouin Zone
PEN	polyéthylène naphtalate
TCO	Transparent Conducting Oxide
ITO	Indium Tin Oxide
LCD	Liquid Crystal Display
OLED	Organic Light Emitting Diode
AZO	Aluminum Zinc Oxide
GZO	Gallium Zinc Oxide
NIR	Near Infrared

LISTE DES ANNEXES

Annexe A	ARTICLE 1 : NON-RECIPROCAL MAGNETOPLASMON GRAPHENE COUPLER	56
Annexe B	ARTICLE 2 : TERAHERTZ MAGNETOPLASMON ENERGY CONCENTRATION AND SPLITTING IN GRAPHENE PN JUNCTIONS . .	64
Annexe C	ARTICLE 3 : OPTICALLY TRANSPARENT AND FLEXIBLE GRAPHENE RECIPROCAL AND NONRECIPROCAL MICROWAVE PLANAR COMPONENTS	72
Annexe D	DISPERSION DES MAGNETOPLASMONS DU GRAPHÈNE INFINIE	76
Annexe E	LA MÉTHODE DES DIFFÉRENCES FINIES DANS LE DOMAINE FRÉQUENTIEL	78

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION

1.1 Revue des composants et des dispositifs électromagnétiques non réciproques

Les dispositifs et composants électromagnétiques jouent un rôle important dans la technologie moderne. Ces composants sont des éléments essentiels des moteurs électriques, des haut-parleurs, des appareils mobiles etc. Parmi ces composants, la fonctionnalité de certains est basée sur la non-réciprocité ou brisure de symétrie du renversement du temps Jackson and Zia (2008). Des composants tels que des isolateurs et des circulateurs ont des applications industrielles sur une large gamme de fréquences, des micro-ondes à l'optique. Ces composants non réciproques sont au centre de cette étude.

La brisure de la symétrie de renversement du temps dans l'électromagnétisme nécessite généralement un agent extérieur. Cet agent externe oblige une symétrie impaire de renversement du temps dans les équations de Maxwell. Les agents possibles comprennent, le champ magnétique, le courant électrique, le moment linéaire et le moment angulaire. L'agent classique dans les circulateurs et isolateurs classiques est généralement un champ magnétique continu. Dans ce travail, nous utilisons une polarisation magnétique pour la brisure de symétrie de renversement du temps dans les composants plasmoniques. Les fondements des plasmons de surface et les principes de non-réciprocité sont discuté en détail dans section 3.3. La taille des dispositifs plasmoniques peut être extrêmement sous une longueur d'onde due à la compression de la longueur d'onde dans les plasmons de surface. Les matériaux qui supportent des plasmons de surface sont des métaux et des gaz d'électrons 2D (2 DEG). Un matériau découvert récemment appelé graphène présente des propriétés métalliques et soutient les plasmons de surface. En plus il démontre des propriétés plasmoniques supérieures par rapport aux autres 2DEGs. Les fondements de la brisure de symétrie du renversement du temps dans les plasmons de surface supportés par le graphène, et les applications potentielles sont étudiées en détail dans cette thèse.

1.2 Introduction de base sur le graphène

Le graphène, une structure cristalline bidimensionnelle, est un matériau de couche monoatomique faite d'atomes de carbone disposés en un réseau en nid d'abeilles. Il est connu depuis des décennies que le graphite, le matériau utilisé pour les mines de crayons, est fait de couches de graphène empilées maintenues ensemble par les forces de Van der Waals faible. De plus, les propriétés électroniques du graphène et de sa structure de bande relativiste avaient fait

l'objet d'études théoriques intensives en parallèle avec les études réalisées pour le graphite utilisé dans les réacteurs nucléaires, Novoselov et al. (2004, 2005); Geim and Novoselov (2007); Neto et al. (2009). Cependant, avant sa première réalisation expérimentale par un groupe de l'Université de Manchester en 2004 Novoselov et al. (2004), on croyait qu'un tel cristal bidimensionnel serait instable en raison, entre autres, des fluctuations thermiques du cristal, et ne pouvait donc pas être pratiquement obtenu Neto et al. (2009). Après sa validation expérimentale et en raison de ses propriétés électroniques uniques, le graphène a déclenché d'énormes efforts de recherche sur ses diverses fonctions, notamment dans le domaine de l'électromagnétisme, de la mécanique et pour ses propriétés thermiques.

Plus récemment, la plasmonique du graphène est devenue un domaine de recherche d'un intérêt particulier dans l'électromagnétisme, en raison de plusieurs propriétés uniques Neto et al. (2009) et de leurs applications potentielles. Parmi celles-ci, notre groupe a développé des applications impliquant la non-réciprocité qui peuvent être adaptées à conception de dispositifs plasmoniques non réciproques tels que des isolateurs plasmoniques Chamanara et al. (2013a,b, 2012, 2013c); Chamanara and Caloz (2014). L'un des procédés pour obtenir des effets non-réciproque en graphène est l'utilisation d'un champ magnétique statique. Les magnetoplasmons résultant et leur effet non-réciproque sont présentés dans cet ouvrage.

Nous considérons les dispositifs fonctionnant dans les fréquences térahertz. Le domaine térahertz est devenu attrayant au cours des dernières années pour ses bienfaits dans diverses applications telles que l'imagerie, les études biologiques, l'exploration spatiale, les communications à courte portée et les radars compacts. Cependant, la conception des sources, des dispositifs et des composants électromagnétiques classiques dans cette bande de fréquence de 300 GHz à 30 THz est un grand défi. Les dispositifs magnétoplasmoniques non réciproques à base de graphène présentées dans cet ouvrage peuvent en général opérer dans le térahertz, l'infrarouge et les fréquences optiques. Nous démontrons théoriquement un coupleur non réciproque, déphaseur non réciproque et isolateur à base de graphène opérant dans le régime térahertz. Avec la vaste recherche axée autour de la production de feuilles de graphène de haute qualité, les dispositifs non réciproques proposées peuvent servir de bonnes solutions pour les dispositifs non-réciproques dans le régime de térahertz.

Nous étudions également les potentiels de graphène pour les composants transparents et flexibles aux fréquences micro-ondes. Puisque le graphène a une épaisseur atomique, il est très transparent à la lumière et apparaît presque invisible à l'œil nu. Il peut donc être utilisé dans des dispositifs électroniques transparents. Cette technologie est en train de devenir très populaire dans les téléphones mobiles et les écrans tactiles, en autres. Elle fait l'objet de recherches approfondies vers des systèmes électroniques futurs complètement transparents et flexibles.

Les électrodes transparentes à base de graphène ont été récemment démontrées comme étant capable de présenter des performances supérieures à celles des matériaux transparents classiques. Dans ce travail, nous avons étudié le graphène comme matériau transparent et souple pour les systèmes à micro-ondes et radio. Nous avons étudié aussi des composants hyperfréquences planes réciproques et non réciproques. Pour un fonctionnement réciproque, il est montré que le graphène peut fonctionner en micro-ondes et ondes millimétriques avec des pertes raisonnables. Pour un fonctionnement non réciproque, il est démontré que la perte est prohibitive.

1.3 Plan de la thèse

Cette thèse est présentée en format par article. La section 3 comprend un résumé de notre travail sur les appareils électromagnétiques à base de graphène. Les articles originaux sont inclus dans les annexes. Le premier article est intitulé «non-reciprocal magnetoplasmon graphene coupler». Cet article présente les principes fondamentaux de la non-réciprocité des magnetoplasmons de graphène et son application à la réalisation d'un coupleur plasmonique à base de graphène. Le deuxième article est intitulé «Terahertz magnetoplasmon energy concentration and splitting in graphene p-n junctions». Il présente un phénomène non réciproque dans les jonctions pn de graphène magnétiquement polarisés, où l'énergie d'un mode de plasmon est déplacée avec l'application d'une polarisation magnétique. Ce phénomène peut être mis à profit pour la réalisation d'isolateurs plasmoniques. Le 3ème article est intitulé «optically transparent and flexible graphene reciprocal and nonreciprocal microwave planar components». Ce document traite de la possibilité de réaliser des composants hyperfréquences réciproques et non réciproques qui sont optiquement transparent et mécaniquement flexible. Les applications potentielles sont l'électronique transparente et les systèmes de radio transparents.

Une brève introduction sur les fondements du graphène, sa structure de bande et de son modèle de conductivité est présentée dans les section 3.1 et 3.2. La section 3.3 présente les plasmons de surface et les magnetoplasmons dans le graphène, et la section 3.4 se concentre sur les propriétés non-réciproques des magnetoplasmons dans le graphène et leurs applications. Et enfin, la section 3.5 présente les composants micro-ondes transparents et flexibles à base de graphène.

CHAPITRE 2 : REVUE DE LITTÉRATURE

Le graphène plasmonique a fait l'objet de recherches approfondies au cours des dernières années. Il a été démontré que les Plasmons de graphène présentent des propriétés uniques, telles l'existence de TE et TM plasmons Grigorenko et al. (2012); Mikhailov and Ziegler (2007); Hanson (2008); Vakil and Engheta (2011). Mikhailov and Ziegler (2007) étudient la conductivité interbande et intrabande de graphène et observent que la partie imaginaire de la conductivité peut prendre un signe non conventionnel par rapport à la conductivité Drude, pour certains paramètres spécifiques. Cette condition a lieu aux fréquences où la conductivité interbande devient dominante par rapport à la conductivité intrabande du graphène. Dans les conditions mentionnées, le graphène prend en charge un mode de plasmon de surface TE qui n'existe pas dans 2DEGs classiques.

Une autre possibilité intéressante avec des plasmons de surface de graphène est l'accordabilité Chen et al. (2012); Fei et al. (2012). Thongrattanasiri et al. (2012) étudient des plasmons dopés électriquement dans les bandes de graphène avec différents types de déclenchement. Ils découvrent que si le graphène est back-gated, la dispersion des plasmons est semblable à celle des bandes de graphène uniformément dopé. Toutefois, pour le graphène exposé à un champ électrique uniforme tangentiel, la dispersion des plasmons s'écarte sensiblement de celle des bandes uniformes. Fei et al. (2012) utilisent la microscopie par diffusion en champ proche avec une lumière d'excitation infrarouge pour l'observation expérimentale des plasmons de graphène.

Le Graphène a été étudié en tant que candidat à la réalisation de nouveaux dispositifs plasmoniques Grigorenko et al. (2012); Mueller et al. (2010); Echtermeyer et al. (2011); Gabor et al. (2011); Vakil and Engheta (2012, 2011). Vakil and Engheta (2011) montrent que la conception et la manipulation de la conductivité non uniforme spatialement hétérogène sur le graphène, par dopage électrique, permet d'utiliser ce matériel pour la conception de méta-matériaux infrarouges et pour des dispositifs de transformation électromagnétiques. Mueller et al. (2010) utilisent l'accordabilité des transitions interbandes dans le graphène pour la conception de photo-détecteurs et de modulateurs ultra-rapides.

la gyrotropie est une autre propriété intéressante de graphène. Lorsque le graphène est sollicité par un champ magnétique perpendiculaire, il présente des propriétés gyrotropiques non réciproques, qui ont été récemment étudiées aux fréquences micro-ondes, térahertz et optiques Chamanara et al. (2012); Sounas and Caloz (2011a, 2012). Sounas and Caloz (2012) investiguent la gyrotropie et la rotation Faraday dans le graphène polarisé magnétiquement à

des fréquences micro-ondes et réalise des isolateurs micro-ondes basés sur le graphène. Sounas and Caloz (2011b) enquêtent sur les magnetoplasmons en bandes de graphène magnétiquement polarisés et réalisent que la dégénérescence des modes de bord se propageant sur les bords d'une bande impaire, est levée par l'application d'une polarisation magnétique. Cette propriété des modes de bord est utilisée dans cette thèse pour la réalisation de dispositifs plasmoniques non réciproques.

Nos études portent sur les fréquences térahertz, où la conception de dispositifs électromagnétiques conventionnels est un défi. Une revue de la littérature sur les dispositifs non réciproques térahertz comme les isolateurs térahertz montre seulement un petit nombre de travaux dans ce domaine, essentiellement théoriques. Shalaby et al. (2013) utilisent des aimants strontium oxyde de fer ($\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$), un matériau de ferrite disponible dans le commerce, pour la démonstration expérimentale d'un rotateur de Faraday réglable ultra large bande aux fréquences térahertz. Le $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ est un matériau de ferrite auto-polarisé à faibles pertes qui maintient son aimantation étant une fois aimanté, et ne nécessite donc pas d'aimant externe pour fonctionner. Chen et al. (2015) utilisent InSb comme matériau magnéto-optique pour une étude théorique de transmission THz non réciproque avec une méta-surface. Leurs résultats montrent une isolation maximale de 43 dB et une largeur de bande d'exploitation de 10 dB 20 GHz sous un champ magnétique externe de 0.3 T, et une perte d'insertion inférieure à 1.79 dB. Zhou et al. (2013) utilisent une monocouche de graphène magnétiquement polarisée sur un résonateur de Fabry-Perrot pour réaliser la rotation de Faraday au térahertz. L'angle de rotation reste cependant faible pour des champs magnétiques raisonnables.

CHAPITRE 3 : LA SYNTHÈSE DE L'ENSEMBLE DU TRAVAIL

3.1 Principes de base du graphène

Tout d'abord, un bref aperçu sur la cristallographie et les liaisons chimiques dans le graphène de carbone est présenté. Ces concepts sont ensuite appliqués dans le modèle de liaison forte pour dériver la structure de bande d'énergie du graphène. Enfin, le concept de l'hamiltonien effectif de Dirac pour le graphène est introduit comme un outil pour déterminer les niveaux d'énergie quantifiés dans le graphène polarisé magnétiquement.

3.1.1 Liaison chimique de carbone dans le graphène

L'atome de carbone, le seul constituant du graphène, a quatre électrons dans sa couche externe, appelés les électrons de valence et occupant les orbitales atomiques $2s$ et $2p$. Dans la phase cristalline, ces électrons faiblement liés donnent lieu aux orbitales $2s$, $2p_x$, $2p_y$ et $2p_z$, qui sont importantes pour former des liaisons covalentes dans les matériaux de carbone Saito et al. (1998). Étant donné que la différence d'énergie entre les orbitales $2s$ et $2p$ du carbone est faible par rapport à l'énergie des liaisons chimiques, la fonction d'onde électronique pour ces quatre électrons peut facilement se mélanger de manière à accroître l'énergie de liaison de l'atome de carbone avec ses voisins Saito et al. (1998). Ce mélange d'orbitales atomiques $2s$ et $2p$ est appelé hybridation, tandis que le mélange d'un seul électron $2s$ avec $n = 1, 2, 3$ orbitales $2p$ est appelé hybridation sp^n .

Dans le cristal de graphène bidimensionnel, les atomes de carbone sont dans une hybridation de type sp^2 . Les orbitales $2s$, $2p_x$ et $2p_y$ se mélangent pour former trois orbitales sp^2 dans le plan xy (plan de graphène) avec des angles de 120 degrés entre les deux, laissant inaltérée une orbitale $2p_z$ perpendiculaire au plan xy , comme représenté sur la fig. 3.1.

Dans la structure en nid d'abeille du graphène, ces trois orbitales sp^2 forment de fortes liaisons covalentes longitudinales dans le plan avec les orbitales sp^2 des atomes de carbone voisins, appelés liaisons sigma comme le montre la fig.3.2. Les liaisons sigma sont responsables de la rigidité et des propriétés mécaniques du graphène (comme la robustesse). Les orbitales $2p_z$ de chaque atome de carbone restant forment des liaisons atomiques latérales par liaisons covalentes avec les orbitales $2p_z$ des atomes voisins appelés liaisons π . Étant donné que les orbitales $2p_z$ des atomes de carbone voisins ont un faible recouvrement, les liaisons π sont plus faibles par rapport aux liaisons σ . Les liaisons π sont responsables des propriétés électroniques du graphène Chamanara and Caloz (2015).

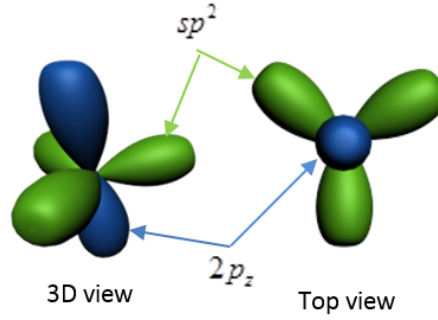


Figure 3.1 Représentation graphique des orbitales dans le graphène Chamanara and Caloz (2015).

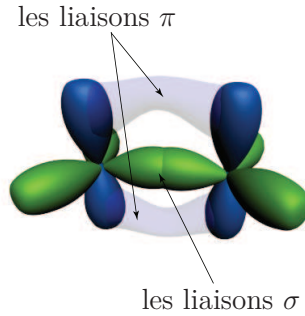


Figure 3.2 La formation de liaisons σ et π entre les atomes de carbone voisins dans le graphène.

3.1.2 Graphène cristallographie

La structure en nid d'abeilles du graphène est représentée sur la fig. 3.3, les traits pleins représentent les liaisons entre les atomes de carbone voisins. Les vecteurs $\mathbf{a}_1 = \frac{a}{2} (3\hat{\mathbf{x}} + \sqrt{3}\hat{\mathbf{y}})$ et $\mathbf{a}_2 = \frac{a}{2} (3\hat{\mathbf{x}} - \sqrt{3}\hat{\mathbf{y}})$, sont les vecteurs de réseau directs, où $a \approx 1.42 \text{ \AA}$ est la distance interatomique. Notez que la structure en nid d'abeilles est composée de deux sous-réseaux triangulaires décalés représentés avec des couleurs différentes à la fig. 3.3. La structure peut également être considérée comme un réseau triangulaire avec une base de deux atomes, représentée par A et B sur la fig. 3.3. Chaque cellule élémentaire du réseau en nid d'abeilles contient deux atomes de carbone (6 atomes de carbone dans les coins de chaque hexagone, chaque atome étant partagé par trois cellules unitaires hexagonales) Neto et al. (2009); Saito

et al. (1998); Chamanara and Caloz (2015).

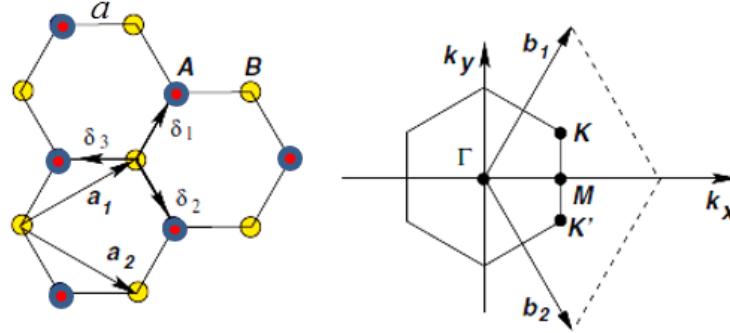


Figure 3.3 Structure en nid d'abeille de graphène et la première zone de Brillouin.

La première zone de Brillouin du réseau réciproque est représentée sur la fig. 3.3. L'espace réciproque est une notion commode pour décrire les quantités réciproques (habituellement la quantité de mouvement) dans le domaine de Fourier. Il est défini par les vecteurs réciproques de base

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{3a} (\hat{\mathbf{x}} + \sqrt{3}\hat{\mathbf{y}}), \quad (3.1a)$$

$$\mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{3a} (\hat{\mathbf{x}} - \sqrt{3}\hat{\mathbf{y}}), \quad (3.1b)$$

qui sont liés à des vecteurs directs à travers la relation d'orthogonalité $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij}$. Les vecteurs réciproques sont directement obtenus à partir de l'espace direct par les relations

$$\mathbf{b}_1 = -2\pi \frac{\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{a}_2}{\hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}, \quad \mathbf{b}_2 = 2\pi \frac{\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{a}_1}{\hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{a}_1 \times \mathbf{a}_2}, \quad (3.2)$$

Les six points dans les coins de la zone de Brillouin sont appelés les points de Dirac. Seulement deux de ces points, représentés comme K_1 et K_2 , sont inéquivalents, et le reste est leurs images périodiques reliées par les vecteurs du réseau réciproque. Les atomes voisins les plus proches sont représentés par les vecteurs $\delta_1 = \frac{a}{2} (\hat{\mathbf{x}} + \sqrt{3}\hat{\mathbf{y}})$, $\delta_2 = \frac{a}{2} (\hat{\mathbf{x}} - \sqrt{3}\hat{\mathbf{y}})$ et $\delta_3 = -a\hat{\mathbf{x}}$. Ces vecteurs sont utilisés pour calculer la structure de bande d'énergie de liaisons fortes dans la section suivante.

3.1.3 Structure de bande d'énergie - Le modèle de liaisons fortes

Le modèle de liaisons fortes est une méthode efficace pour approximer la structure de bande, en utilisant la superposition d'un ensemble de fonctions de base étroitement liées aux orbitales électroniques des atomes isolés. Dans ce modèle, on suppose que le potentiel du cristal perturbe que faiblement les orbitales électroniques des atomes isolés. Par conséquent, la fonction d'onde des électrons dans la structure cristalline peut être estimée par une combinaison linéaire des fonctions d'onde des électrons dans les atomes isolés. Étant donné que le chevauchement des orbitales $2p_z$ dans le graphène est faible, cette méthode fournit une bonne description de la structure de bande du graphène. La fonction d'onde de l'électron est alors décrite comme étant la combinaison linéaire des orbitales $2p_z$ sur l'ensemble du cristal. Elle peut être écrite comme la superposition des orbitales des atomes de carbone sur les sites A et B , à savoir

$$\psi = c_A \varphi_A + c_B \varphi_B, \quad (3.3)$$

où φ_A et φ_B sont donnés, en utilisant le théorème de Bloch, comme la combinaison linéaire

$$\varphi_A = \sum_A \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_A) X(\mathbf{r} - \mathbf{r}_A) \quad (3.4)$$

$$\varphi_B = \sum_B \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_B) X(\mathbf{r} - \mathbf{r}_B), \quad (3.5)$$

où $X(r)$ représente la fonction d'onde de l'orbitale $2p_z$. En raison du faible recouvrement entre les orbitales $2p_z$ entre atomes voisins, l'intégrale de recouvrement est négligeable dans le développement des liaisons fortes Wallace (1947), et peut donc être abandonnée, de ce fait

$$\int X(\mathbf{r} - \mathbf{r}_A) X(\mathbf{r} - \mathbf{r}_B) dr \simeq 0, \quad (3.6)$$

Les états d'énergie sont trouvés en résolvant l'équation de Schrödinger

$$\widehat{H}\psi = E\psi, \quad (3.7)$$

où \widehat{H} est l'hamiltonien du cristal, qui peut être écrit comme $\widehat{H} = \widehat{H}_0 + \Delta U$, où \widehat{H}_0 représente l'hamiltonien pour des atomes de carbone isolés sur leurs sites et ΔU représente la perturbation subie par les atomes voisins. En remplaçant ψ dans 3.7 avec 3.3, et en multipliant

successivement les deux côtés par φ_A^* et φ_B^* et en intégrant les équations résultantes sur l'ensemble de la structure, on obtient

$$\begin{aligned} H_{AA}c_A + H_{AB}c_B &= ES c_A \\ H_{BA}c_A + H_{BB}c_B &= ES c_B \end{aligned} \quad (3.8)$$

où

$$H_{AA} = \int \varphi_A^* \widehat{H} \varphi_A dr, \quad H_{AB} = H_{BA}^* = \int \varphi_A^* \widehat{H} \varphi_B dr, \quad (3.9a)$$

$$H_{BB} = \int \varphi_B^* \widehat{H} \varphi_B dr, \quad S = \int \varphi_A^* \varphi_A dr = \int \varphi_B^* \varphi_B dr. \quad (3.9b)$$

Les valeurs propres de l'énergie se trouvent en annulant le déterminant de 3.8,

$$\begin{vmatrix} H_{AA} - ES & H_{AB} \\ H_{BA} & H_{BB} - ES \end{vmatrix} = 0. \quad (3.10)$$

L'hypothèse 3.6 conduit à $S = N$, où N est le nombre total d'atomes dans le cristal, et où la symétrie du cristal implique que $H_{AA} = H_{BB}$. Par conséquent 3.10 devient

$$E = \frac{1}{N} (H_{AA} \pm |H_{AB}|) = H'_{AA} \pm |H'_{AB}|, \quad (3.11)$$

avec

$$H'_{AA} = \frac{1}{N} \sum_{A,A'} \exp[j\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_{A'})] \int X^*(\mathbf{r} - \mathbf{r}_A) \widehat{H} X(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{A'}) dr, \quad (3.12a)$$

$$H'_{AB} = \frac{1}{N} \sum_{A,B} \exp[j\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_B)] \int X^*(\mathbf{r} - \mathbf{r}_A) \widehat{H} X(\mathbf{r} - \mathbf{r}_B) dr. \quad (3.12b)$$

En ne gardant que les contributions des plus proches voisins dans 3.12a et 3.12b, H'_{AB} et H'_{AA} sont approximés par

$$\begin{aligned} H'_{AA} &\simeq E_0 + \gamma_{AA'} \sum_{i=1\dots 3} \exp(j\mathbf{k} \cdot \mathbf{a}_i) \\ &= E_0 + \gamma_{AA'} \left(2 \cos(\sqrt{3}k_y a) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right) \cos\left(\frac{3}{2}k_x a\right) \right), \end{aligned} \quad (3.13a)$$

$$\begin{aligned} H'_{AB} &= \gamma_{AB} \sum_{i=1\dots 3} \exp(-j\mathbf{k} \cdot \delta_i) \\ &= \gamma_{AB} \left(\exp(ik_x a) + 2 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right) \exp\left(-i\frac{1}{2}k_x a\right) \right), \end{aligned} \quad (3.13b)$$

où E_0 est l'énergie de l'électron dans l'orbitale d'un atome de carbone isolé Wallace (1947), γ_{AB} est appelé l'énergie de saut au plus proche voisin et est d'une valeur estimée de 2.8 eV, et $\gamma_{AA'}$ est l'énergie de saut au deuxième plus proche voisin et qui est d'une valeur estimée de 0.1 eV, ce qui est beaucoup plus petite par rapport à γ_{AB} . La structure de bande d'énergie $\varepsilon(\mathbf{k}) = E(\mathbf{k}) - E_0$ est donc donnée par

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \pm \gamma_{AB} \sqrt{3 + f(\mathbf{k})} + \gamma_{AA'} f(\mathbf{k}), \quad (3.14a)$$

$$f(\mathbf{k}) = 2 \cos(\sqrt{3}k_y a) + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}k_y a\right) \cos\left(\frac{3}{2}k_x a\right), \quad (3.14b)$$

Neto et al. (2009), tracée sur la fig. 3.4.

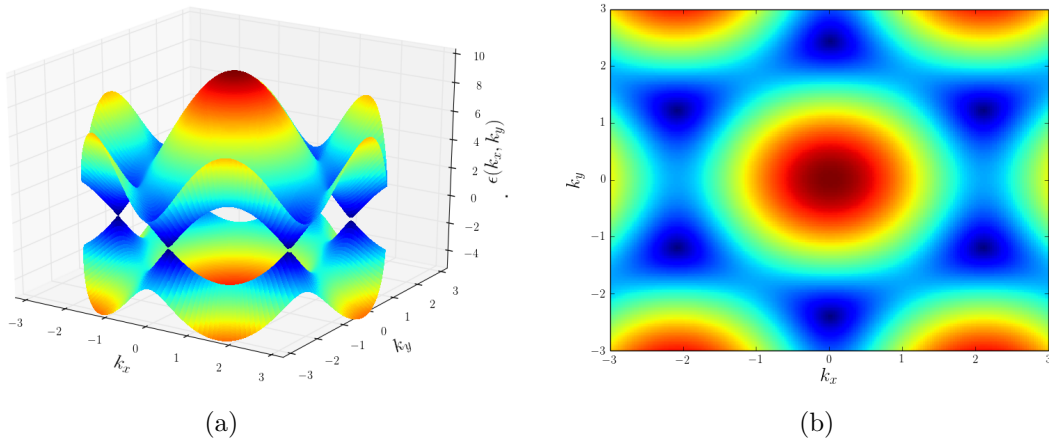


Figure 3.4 structure de bande d'énergie du graphène pour $\gamma_{AB} = 2.8$ eV et $\gamma_{AA'} = 0.1$ eV. (a) graphique en perspective des bandes de conduction et de valence, (b) projection de la bande de conduction. Les axes k_x et k_y ont une dimension de $1/a$. L'énergie est en eV.

Les propriétés uniques de la structure de bande du graphène sont révélées par l'inspection des points de Dirac. L'expansion de 3.14 en série de Taylor autour des points de Dirac K (ou K') pour $k = K + q$ et pour $q \ll K$ donne Neto et al. (2009),

$$\varepsilon(\mathbf{K} + \mathbf{q}) = +3\gamma_{AA'} \pm \frac{3}{2}\gamma_{AB}a|\mathbf{q}| - \left(\frac{9}{4}\gamma_{AA'}a^2 \pm \frac{3}{8}\gamma_{AB}a^2 \sin(3\theta_q)\right)|\mathbf{q}|^2 + \dots, \quad (3.15a)$$

$$\theta_q = \arctan\left(\frac{q_y}{q_x}\right). \quad (3.15b)$$

Par conséquent, en négligeant les termes avec le facteur $\gamma_{AA'}$, la structure de bande aux points

de Dirac est approximée par l'équation symétrique et linéaire du cône de Dirac.

$$\varepsilon(\mathbf{q}) \simeq \pm \hbar v_F |\mathbf{q}|, \quad (3.16)$$

où $v_F = \frac{3}{2} \gamma_{AB} a \hbar^{-1} \simeq 10^6 \text{m/s}$ est la vitesse de Fermi, et \mathbf{q} est égal au moment mesuré par rapport aux points de Dirac.

La caractéristique frappante de cette fonction de dispersion d'énergie est que la vitesse des porteurs de charge est indépendante de leur énergie, ce qui est similaire à la dispersion des photons dans le vide. En ce sens, les porteurs dans le graphène sont appelés fermions sans masse de Dirac. Contrairement aux particules massives, dont la vitesse augmente comme la racine carrée de l'énergie, les électrons dans le graphène sont instantanément accélérés à la vitesse de Fermi, qui est le mécanisme derrière leur grande mobilité. Une autre propriété intéressante du cône de Dirac est la symétrie d'énergie des trous et des électrons, ce qui est la raison de l'ambipolarité du graphène. La haute symétrie de la structure de bande conduit également à une forte transition inter-bande, ce qui fait du graphène un bon candidat pour la réalisation de modulateurs de lumière Liu et al. (2012, 2011); Koester and Li (2012). Étant donné que le graphène possède une structure de bande sans zones interdites, la conductivité inter-bande peut être facilement adaptée pour des signaux dans la bande des Térahertz, de l'infrarouge ou encore aux fréquences optiques en appliquant la quantité appropriée de dopage électrique, ce qui aurait des applications pour la fabrication de composants réglables à base graphène tels que des modulateurs optiques Liu et al. (2012, 2011); Koester and Li (2012). Une autre propriété intéressante associée aux cônes de Dirac est la possibilité d'obtenir une conductivité inhabituelle. Pour certains paramètres spécifiques la structure de bande linéaire sans zones interdites conduit à une conductivité avec une contribution inter-bande dominante. Cette condition entraîne une conductivité ayant une partie imaginaire positive par opposition à la conductivité de type Drude, menant à des effets exotiques tels que les plasmons de surface TE Mikhailov and Ziegler (2007).

3.1.4 Hamiltonien de Dirac

En écrivant l'équation 3.8 sous la forme suivante

$$\begin{pmatrix} H'_{AA} & H'_{AB} \\ H'_{BA} & H'_{BB} \end{pmatrix} \psi = E \psi. \quad (3.17)$$

Il est évident qu'elle satisfait l'équation de Schrödinger avec la fonction d'onde 2-spineur

$$\psi = \begin{pmatrix} c_A \\ c_B \end{pmatrix}, \quad (3.18)$$

et l'hamiltonien effectif

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} H'_{AA} & H'_{AB} \\ H'_{BA} & H'_{BB} \end{pmatrix}, \quad (3.19)$$

où les deux composantes de la fonction d'onde sont respectivement connectées aux sous-réseaux A et B à travers la relation 3.3. En effectuant une expansion de l'hamiltonien effectif 3.19 autour du point de Dirac \mathbf{K} , on a

$$\mathbf{H}_{\mathbf{K}} = \hbar v_F \begin{pmatrix} 0 & q_x - jq_y \\ q_x + jq_y & 0 \end{pmatrix} = \hbar v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}. \quad (3.20)$$

Qui satisfait l'équation $\mathbf{H}_{\mathbf{K}}\psi = \varepsilon(\mathbf{q})\psi$, où $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y)$ est un vecteur de matrices de Pauli Neto et al. (2009). L'équation 3.20 est l'équation de Dirac pour les particules sans masse de spin- $\frac{1}{2}$ (équation Weyl), opérant sur des fonctions d'onde 2-spineur, avec la vitesse de la lumière remplacée par la vitesse de Fermi. En analogie avec les deux-spineurs décrivant un spin réel, la fonction d'onde 2-spineur 3.18 décrit ce que, dans la littérature, est appelé un pseudo-spin et provient de l'existence de deux sous-réseaux dans le graphène Novoselov et al. (2005). L'hamiltonien effectif autour du point \mathbf{K}' est exprimé de manière similaire comme

$$\mathbf{H}_{\mathbf{K}'} = \hbar v_F \boldsymbol{\sigma}^* \cdot \mathbf{q}. \quad (3.21)$$

3.2 Le graphène sous l'effet d'une polarisation magnétique statique

Tout d'abord, l'hamiltonien effectif de Dirac du graphène est utilisé pour décrire les niveaux d'énergie quantifiés du graphène polarisé magnétiquement. Ensuite, en fonction des transitions entre ces niveaux, le tenseur de conductivité Kubo est présenté et il est montré qu'il se réduit à un tenseur de conductivité de Drude dans des conditions qui prévalent généralement dans les dispositifs qui seront décrits en section 3.2.2.

3.2.1 Les niveaux de Landau

Sous l'effet d'un champ magnétique de polarisation, les porteurs sont déviés par la force de Lorentz et se déplacent sur des orbites de cyclotron. La polarisation magnétique modifie l'ha-

miltonien du cristal et limite les énergies de cyclotron permises à un ensemble de niveaux de Landau quantifiés. Dans les dispersions d'énergie paraboliques classiques, qui se produisent dans les gaz d'électrons bidimensionnel classiques (2DEGs), ces niveaux sont équidistants, avec une différence d'énergie $\hbar\omega_c$, où ω_c est la fréquence de cyclotron Landau and Lifshitz (1958). Pour les structures de bande linéaires et relativistes, les énergies quantifiées permises prennent une forme complètement différente. En considérant l'hamiltonien de Dirac du graphène sous l'effet d'un champ magnétique statique normal B_0 . Les états proches du point K satisfont l'équation de Dirac correspondant à 3.20,

$$\hbar v_F \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q} \psi_{\mathbf{K}} = \varepsilon \psi_{\mathbf{K}}, \quad (3.22)$$

ou, de façon explicite,

$$\hbar v_F \begin{pmatrix} 0 & q_x - jq_y \\ q_x + jq_y & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \psi_{KA} \\ \psi_{KB} \end{pmatrix} = \varepsilon \begin{pmatrix} \psi_{KA} \\ \psi_{KB} \end{pmatrix}. \quad (3.23)$$

L'élimination de ψ_{KA} des deux équations, donne

$$(\hbar v_F)^2 (q_x + jq_y) (q_x - jq_y) \psi_{KB} = \varepsilon^2 \psi_{KB}. \quad (3.24)$$

L'opérateur du moment est $\hbar \mathbf{q} = -i\hbar \nabla - e\mathbf{A}$, où \mathbf{A} est le vecteur de potentiel magnétique. Nous allons utiliser la jauge de Landau pour le vecteur de potentiel magnétique, c'est à dire $\mathbf{A} = (-By, 0, 0)$. En remplacement les opérateurs de moment $\hbar q_x = -i\hbar \partial_x - eA_x$ et $\hbar q_y = -i\hbar \partial_y$. Il est possible de réduire l'équation 3.24 à

$$v_F^2 \left((-i\hbar \partial_x + eBy)^2 + eB\hbar - \hbar^2 \partial_y^2 \right) \psi_{KB}(x, y) = \varepsilon^2 \psi_{KB}(x, y). \quad (3.25)$$

La solution générale de la fonction d'onde de cette équation est $\psi_{KB}(x, y) = e^{ik_x x} \varphi(y)$, conduisant à

$$\left(\frac{1}{2} (eB)^2 \left(y + \frac{\hbar k_x}{eB} \right)^2 - \frac{1}{2} \hbar^2 \partial_y^2 \right) \varphi(y) = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\varepsilon}{v_F} \right)^2 - \hbar eB \right) \varphi(y), \quad (3.26)$$

qui est l'équation bien connue d'un oscillateur harmonique quantique avec la fréquence $\omega = |eB|$ et de masse $m = 1$ Griffiths and Harris (1995). L'ensemble discret des valeurs propres de 3.26 sont données par

$$\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\varepsilon}{v_F} \right)^2 + \hbar\omega \right) = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right), \quad (3.27)$$

qui, après résolution de ε , donne finalement l'ensemble des niveaux de Landau quantifiés suivant

$$\varepsilon_n = \pm v_F \sqrt{2\hbar |eB| n}, \quad (3.28)$$

où n est un entier. Par conséquent, contrairement aux 2DEGs classiques, les états d'énergie quantifiés de Landau dans le graphène sont proportionnels à la racine carrée du champ magnétique et sont espacés inégalement. Comme les énergies augmentent, la distance entre les niveaux de Landau diminue comme $\varepsilon_{n+1} - \varepsilon_n \propto \frac{1}{\sqrt{n}}$. En conséquence pour des énergies suffisamment élevées, ces niveaux deviennent très proches les uns des autres. Finalement, ces niveaux d'énergie discrets peuvent être traités comme un continuum, ce qui conduit à une simplification des modèles de conductivité décrits dans la section suivante.

3.2.2 Modèle de conductivité

L'interaction des porteurs dans le graphène avec un champ électrique tangentiel est modélisée par la conductivité donnée par la formule de Kubo. La formule de Kubo qui décrit des problèmes généraux à plusieurs corps est dérivée dans le cadre de réponses linéaires de systèmes mécaniques quantiques à plusieurs corps pour de petites perturbations Callaway (2013); Thouless (2013); Fetter and Walecka (2003). Pour un taux de diffusion indépendante de l'énergie, la conductivité de Kubo du graphène est réduite à la forme Lorentzienne suivante Gusynin and Sharapov (2006); Gusynin et al. (2007, 2009, 2006); Chamanara and Caloz (2015)

$$\begin{aligned} \sigma_d(\omega, \mu_c, B_0, \Gamma) = & \frac{e^2 v_F^2 |eB_0| (\omega - j2\Gamma)\hbar}{-j\pi} \times \\ & \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{f_d(M_n) - f_d(M_{n+1}) + f_d(-M_{n+1}) - f_d(-M_n)}{(M_{n+1} - M_n)^2 - (\omega - j2\Gamma)^2 \hbar^2} \times \left(1 - \frac{\Delta^2}{M_n M_{n+1}} \right) \frac{1}{M_{n+1} - M_n} \right. \\ & \left. + \frac{f_d(-M_n) - f_d(M_{n+1}) + f_d(-M_{n+1}) - f_d(M_n)}{(M_{n+1} + M_n)^2 - (\omega - j2\Gamma)^2 \hbar^2} \times \left(1 + \frac{\Delta^2}{M_n M_{n+1}} \right) \frac{1}{M_{n+1} + M_n} \right\} \end{aligned} \quad (3.29a)$$

$$\begin{aligned} \sigma_o(\omega, \mu_c, B_0, \Gamma) = & -\frac{e^2 v_F^2 eB_0}{\pi} \\ & \times \sum_{n=0}^{\infty} \{ f_d(M_n) - f_d(M_{n+1}) - f_d(-M_{n+1}) + f_d(-M_n) \} \\ & \times \left\{ \left(1 - \frac{\Delta^2}{M_n M_{n+1}} \right) \frac{1}{(M_{n+1} - M_n)^2 - (\omega - j2\Gamma)^2 \hbar^2} + \left(1 + \frac{\Delta^2}{M_n M_{n+1}} \right) \frac{1}{(M_{n+1} + M_n)^2 - (\omega - j2\Gamma)^2 \hbar^2} \right\}, \end{aligned} \quad (3.29b)$$

où μ_c est le potentiel chimique, $\Gamma = 1/2\tau$ avec τ qui représente le temps de diffusion, $f_d =$

$(1 + e^{(\varepsilon - \mu_c)/k_B T})^{-1}$ est la distribution de Fermi-Dirac, et $M_n = \sqrt{\Delta^2 + 2\hbar v_F^2 |eB_0|} n$ est le n -ième niveau d'énergie de Landau.

L'hypothèse que sous des champs magnétiques très élevés un écart pourrait apparaitre dans la structure de bandes d'énergie a été émise par Gusynin and Sharapov (2006); Gusynin et al. (2007, 2009, 2006), un écart excitonique décrit par le paramètre Δ . Pour les valeurs typiques de champ magnétique considéré dans cet article, Δ est fixé à zéro. Les équations 3.29a et 3.29b impliquent des transitions d'énergie entre les bandes de conduction ou entre les bandes de valence appelées les transitions intra bandes, et des transitions d'énergie entre les bandes de valence et de conduction appelées transitions inter-bandes Hanson (2008). Dans la limite de champ magnétique faible $B_0 \rightarrow 0$, 3.29a et 3.29b ont une faible convergence. Toutefois, étant donné que les niveaux de Landau deviennent très denses, ces séries convergent vers des intégrales plus appropriées à des fins de résolutions numériques (voir Hanson (2008)).

La formule de Kubo donne une description assez précise de la conductivité linéaire de graphène. Toutefois, Il devrait être noté que la formule de Kubo est une analyse des perturbations au premier ordre et par conséquent, il ne tient pas compte des non-linéarités. Les transitions intrabande et interbande sont prises en compte explicitement dans la formule de Kubo. Toutefois, l'inclusion de mécanismes de diffusion, y compris électron-phonon, électron-électron et diffusion par des défauts sont implicites, par la constante de temps de relaxation phénoménologique. Systèmes d'électrons interagissant faiblement, sont décrits avec précision par cette formule. Cependant, les systèmes d'électrons fortement corrélés, comme les supraconducteurs et les condensats, tombent hors de son domaine de validité. Il convient également de noter que la formule de Kubo assume proche de l'équilibre thermique. Par conséquent, cas dans lequel le système électronique est entraîné loin de distribution à l'équilibre, par exemple des impulsions laser très puissants, ne sont pas pris correctement.

Dans la limite où il n'y a pas de transitions inter-bandes, $\mu_c \gg 2\hbar\omega$, de faible quantification de Landau (des niveaux de Landau denses), $\mu_c \gg \hbar\omega_c$, et d'un seul type de porteur de conduction, $\mu_c \gg k_B T$, la conductivité de Kubo se réduit à la forme classique de Drude

$$\sigma_d(\omega, B_0) = \sigma_0 \frac{1 + j\omega\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 + j\omega\tau)^2}, \quad (3.30a)$$

$$\sigma_o(\omega, B_0) = \sigma_0 \frac{\omega_c\tau}{(\omega_c\tau)^2 + (1 + j\omega\tau)^2}, \quad (3.30b)$$

avec la conductivité DC

$$\sigma_0 = \frac{2e^2\tau}{\pi\hbar^2} k_B T \ln \left(2 \cosh \frac{\mu_c}{2k_B T} \right). \quad (3.31)$$

Le tenseur de conductivité est donc asymétrique. Une propriété importante d'un tenseur de conductivité antisymétrique est la discrimination entre les excitations à polarisation circulaire droite et gauche. Un tenseur de conductivité antisymétrique, $\bar{\sigma} = \sigma_d(\mathbf{x}\mathbf{x} + \mathbf{y}\mathbf{y}) + \sigma_o(\mathbf{y}\mathbf{x} - \mathbf{x}\mathbf{y})$, a deux vecteurs propres polarisés circulairement $\mathbf{x} \mp j\mathbf{y}$ correspondant aux valeurs propres $\sigma_d \pm j\sigma_o$. La réponse d'une telle conductivité à un champ électrique à polarisation circulaire $\mathbf{E}_{CP}^\mp = E_0(\mathbf{x} \mp j\mathbf{y})$ peut être exprimée comme

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} \cdot \mathbf{E}_{CP}^\mp &= E_0 \bar{\sigma} \cdot (\mathbf{x} \mp j\mathbf{y}) \\ &= E_0 (\sigma_d \pm j\sigma_o) (\mathbf{x} \mp j\mathbf{y}) . \\ &= (\sigma_d \pm j\sigma_o) \mathbf{E}_{CP}^\mp \end{aligned} \quad (3.32)$$

L'équation 3.32 révèle que les conductivités vues par des ondes polarisées circulairement droite/gauche sont les conductivités scalaires $\sigma_d \pm j\sigma_o$. En conséquence des ondes polarisées circulairement droite et gauche voient des paramètres du matériau qui ne sont pas les mêmes et se comportent donc différemment. Ce processus est la cause de la non-réciprocité dans les magnetoplasmons et sera discuté dans les prochaines sections.

3.3 Magnetoplasmonique du graphène

Les plasmons de surface sont des oscillations collectives des charges à l'interface entre du métal et un matériau diélectrique ou un 2DEG, comme représenté à la fig. 3.5. Le champ électromagnétique créé dans le processus décroît exponentiellement à partir de la surface et y est ainsi étroitement limité. Les perturbations produites par l'oscillation collective des charges, crée un champ électrique dans la direction de propagation, tandis que le champ magnétique est transversal par rapport au vecteur de propagation. Ce type d'ondes de surface qui se propagent dans les 2DEGs classiques ainsi que dans le graphène sont appelés plasmons de surface transverses magnétiques (TM) ou encore plasmons de surface longitudinaux. Les plasmons de surface TM peuvent se propager dans les matériaux dont la conductivité est composée d'une partie imaginaire négative (en supposant la convention du temps $e^{j\omega t}$).

Les plasmons de surface TM dans les 2DEGs (y compris le graphène) présentant une réponse de conductivité de Drude, ont une dispersion $\omega \propto \sqrt{k}$ et sont donc caractérisés par une longueur d'onde qui est fortement comprimée et une énergie qui devient étroitement confinée à la surface pour des fréquences élevées. Ces plasmons de surface présentent une perte inférieure aux fréquences où la partie imaginaire de la conductivité augmente à un point où elle devient

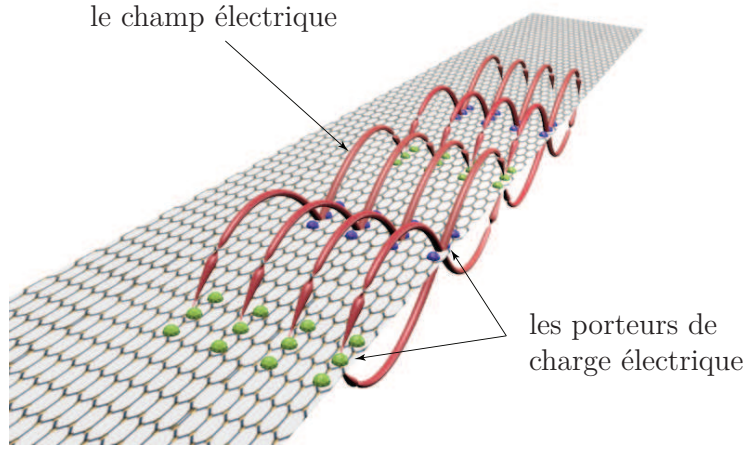


Figure 3.5 Plasmons de surface TM, consistant en des champs électriques longitudinaux du fait du déplacement longitudinal de charges à une interface métal-diélectrique ou sur un 2DEG.

comparable à sa partie réelle. Dans le régime de Drude cette condition se produit à une fréquence correspondante à la vitesse de diffusion. Pour le graphène, cette fenêtre de fréquence commence à des fréquences TéraHertz et, parce que la diffusion est plus faible, les plasmons dans le graphène ont une perte inférieure par rapport aux autres 2DEGs.

Contrairement à d'autres 2DEGs, la conductivité du graphène peut prendre une partie imaginaire positive dans des conditions spécifiques. Ces conditions se produisent à des fréquences où la conductivité inter-bande devient dominante Hanson (2008). Dans ce cas, le graphène supporte des plasmons de surface transverses électriques (TE) (appelés transverses ou TE ou plasmons de surface H) Mikhailov and Ziegler (2007). Les plasmons de surface TE sont moins dispersif et moins étroitement confinés par rapport à leurs homologues TM, et ont une vitesse de phase proche de la vitesse de la lumière dans le milieu environnant. Cependant, ils présentent une perte inférieure par rapport aux modes TM.

Les magnetoplasmons sont des oscillations de charges de surface en présence d'un champ magnétique statique. Sous l'influence du champ magnétique, les porteurs se déplacent dans des orbites de cyclotron et, en conséquence, tous les composants des champs électriques et magnétiques sont présents. De ce fait, les magnetoplasmons pour des surfaces de graphène infinies sont des modes hybrides (TM-TE). La relation de dispersion des magnetoplasmons pour des surfaces de graphène infinies est obtenue en appliquant des conditions aux limites électromagnétiques sur la couche de graphène à une onde de surface. En supposant une feuille

de graphène infinie dans le plan xz et une onde de surface se propageant dans la direction z , avec un champ électrique $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-jk_z z - \alpha_y |y|}$, la relation de dispersion est donnée par Sounas and Caloz (2011b)

$$\begin{aligned} k_z^2 &= k_0^2 + \alpha_y^2 \\ \frac{\alpha_y}{k_0} &= -j \frac{1+s_d^2+s_o^2 \pm \sqrt{(1+s_d^2+s_o^2)^2 - 4s_d^2}}{2s_d} \end{aligned} \quad (3.33)$$

où $s_d = \eta_0 \sigma_d / 2$ et $s_o = \eta_0 \sigma_o / 2$. Dans une bande de graphène avec une largeur finie, les plasmons et magnetoplasmons présentent des résonances transverses à travers la bande. Les modes correspondants sont appelés des modes 2D volumique de la bande de graphène. Une bande de graphène magnétiquement non polarisée supporte un nombre infini de modes volumiques et deux modes de bord dégénérés, chacun se propageant sur un bord différent. La dispersion de ces modes est présentée à la fig. 3.6 avec des courbes rouges et bleues solides. La dispersion des magnetoplasmons dans une feuille de graphène infinie avec les mêmes paramètres de matériau est tracée en pointillés pour comparaison.

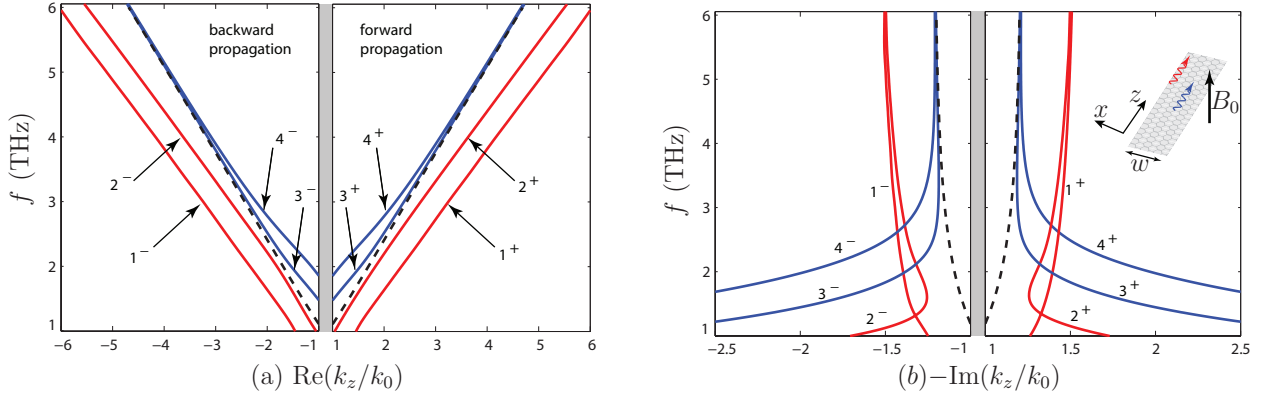


Figure 3.6 ourbes de dispersion pour des magnetoplasmons dans une bande de graphène avec des paramètres de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation $\tau = 0.1 \text{ ps}$, de densité de porteur $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et de $B_0 = 1 \text{ T}$. Les modes de bord sont tracés en rouges et les modes volumiques en bleu. La courbe en pointillés représente la dispersion d'une feuille de graphène infinie avec les mêmes paramètres.

Les modes de bord décroissent exponentiellement au fur et à mesure que l'on s'éloigne du bord et ont donc un nombre d'onde transverse imaginaire. Compte tenu de la relation de dispersion de la bande, $k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 = k_0^2 + \alpha_x^2 + \alpha_y^2$, et en tenant compte du fait que les magnetoplasmons sur une surface de graphène infinie ont une décroissance exponentielle

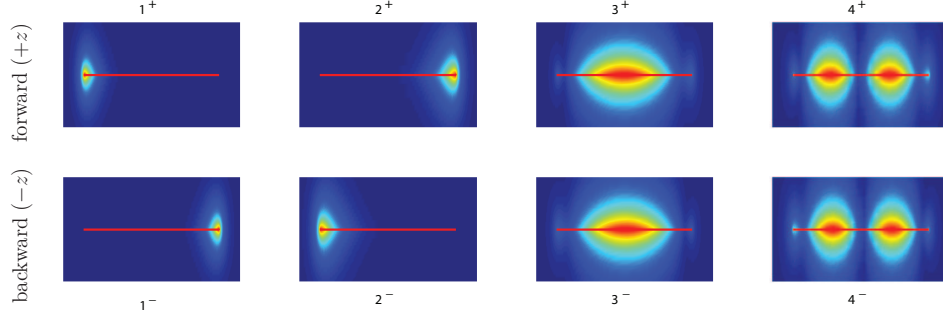


Figure 3.7 Amplitude de champ électrique pour les modes de bord et les modes 2D volumique de la bande de graphène de la fig. 3.6.

seulement le long de y , les modes de bord devraient avoir un plus grand k_z , ce qui explique pourquoi ils se trouvent sous la ligne de graphène infinie dans la fig. 3.6.

Les modes volumiques ont une variation sinusoïdale dans la direction x avec un k_x réel et ont donc un plus petit k_z par rapport à une structure de graphène infinie avec $k_x = 0$, et sont situés au-dessus de la courbe de dispersion d'une structure de graphène infinie comme prévu.

En regardant de plus près les champs électromagnétiques des modes de bord dans le plan de la bande de graphène révèle une caractéristique intéressante de leur polarisation. Les champs électriques à l'intérieur du plan de la bande pour les bords gauche et droit sont présentés dans la fig. 3.8. Les figures des vecteurs de champ montrent que les deux modes de bord sont polarisés circulairement avec des polarisations opposées (à gauche et à droite). En présence d'une polarisation magnétique statique, les ondes polarisées circulairement à droite et à gauche voient des conductivités différentes données par 3.32. Par conséquent, l'application d'une polarisation magnétique lève la dégénérescence des modes de bord et leur confère des dispersions différentes. De façon similaire, il peut être déduit que les deux modes de bords présentent des dispersions asymétriques pour les directions opposées de propagation. Ce phénomène est exploité dans les sections suivantes pour la conception de dispositifs magnetoplasmoniques non-réciproques.

3.4 Dispositifs magnetoplasmoniques non-réciproques de graphène

3.4.1 Déphaseur non réciproque

Sous l'effet d'une polarisation magnétique statique, les magnetoplasmons de bords dans une bande de graphène présentent différentes dispersions pour des directions de propagation op-

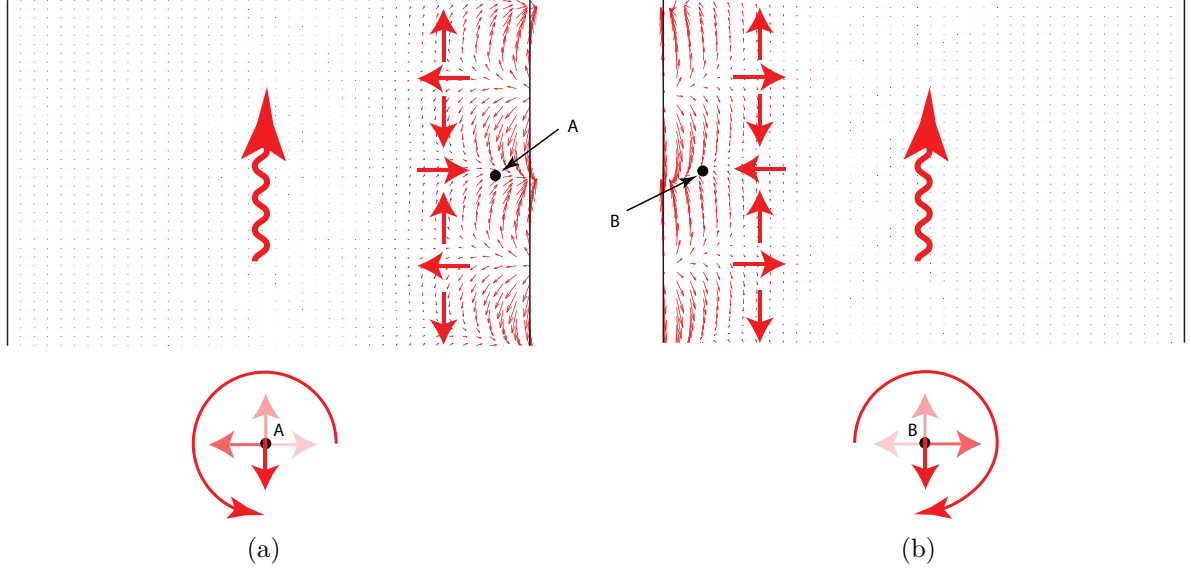


Figure 3.8 Champ électrique sur la bande de graphène pour les modes de bords se propageant sur les bords droit et gauche. (a) Le point A sur le bord droit voit un champ électrique tournant dans le sens antihoraire alors que l'onde (de mode 2^+) se propage le long de la bande de graphène. (b) Le point B sur le bord gauche voit un champ électrique tournant dans le sens horaire alors que l'onde (de mode 1^+) se propage le long de la bande de graphène.

posées, comme l'on peut le constater par l'asymétrie de la ligne rouge épaisse (mode de bord gauche) dans la fig. 3.9, et de même pour le mode de bord droit.

L'une des conséquences d'une telle non-réciprocité est que les modes de bords produisent des déphasages différents pour des propagations vers l'avant et vers l'arrière. On suppose que le mode du bord droit est court-circuité et le mode du bord gauche est excité, comme illustré sur la fig. 3.10. En raison de l'asymétrie de la dispersion, le mode de bord excité produira des déphasages différents dans des directions de propagation opposées, permettant ainsi la réalisation d'un déphaseur non réciproque. Les déphasages, tracés sur la fig. 3.11, pour deux densités de porteurs différents, représentent une différence de phase significative entre les directions de propagation opposées.

3.4.2 Coupleur non réciproque

La non-réciprocité des magnetoplasmons de bord peut également être utilisée pour la réalisation de composants non réciproques exotiques, tels que par exemple les coupleurs plasmoniques non réciproques. La structure du coupleur est représentée sur la fig. 3.12 Chamanara et al. (2013a). Il se compose de deux bandes de graphène couplées et polarisées magnétique-

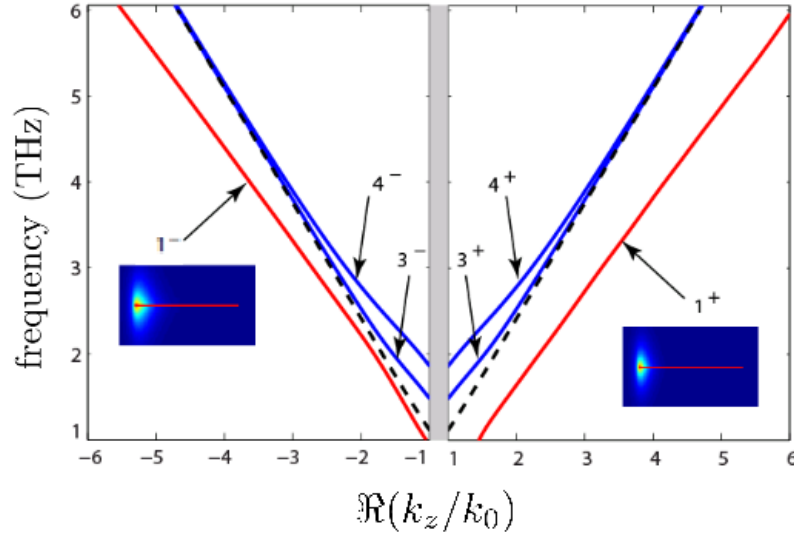


Figure 3.9 Courbes de dispersion pour les magnetoplasmons dans une bande de graphène avec les paramètres, de largeur $w = 100\mu\text{m}$, de temps de relaxation $\tau = 0.1\text{ ps}$, de densité de porteurs de charges $n_s = 10^{13}$ et de $B_0 = 1\text{ T}$. Les modes de bords sont tracés en rouges et les modes volumiques en bleu. La courbe en pointillés représente la dispersion d'une feuille de graphène infinie avec les mêmes paramètres. La zone grise correspond au cône de lumière.

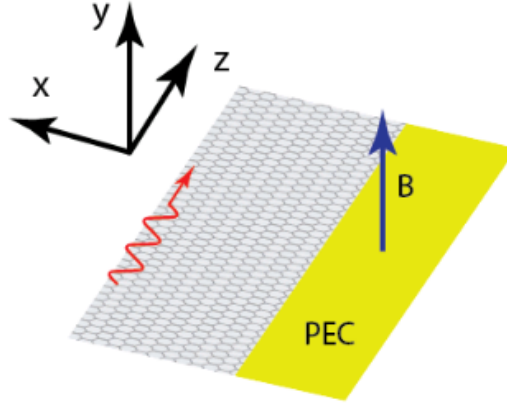


Figure 3.10 Déphaseur non réciproque en graphène. Le mode de bord droite est court-circuité par un conducteur parfait (PEC). Le mode de bord gauche produit des déphasages différents dans des directions de propagation vers l'avant et vers l'arrière.

ment dans le plan. Le coupleur est conçu de telle sorte que, pour la direction de propagation vers l'avant, le mode de bord excité en port 1 est couplé à celui du port 4. Cependant, pour

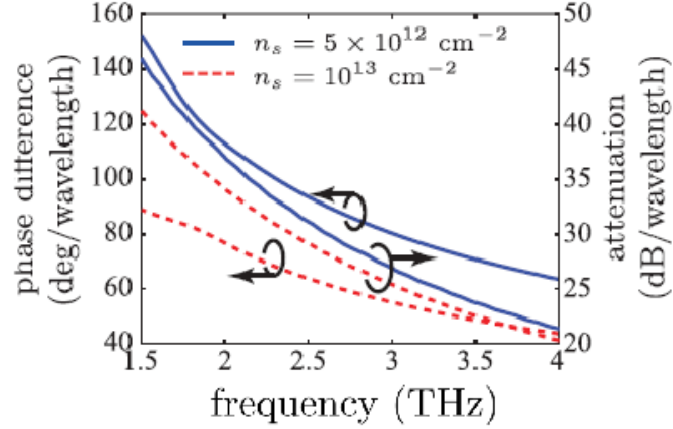


Figure 3.11 Différence de phase et perte produite par un déphaseur non réciproque pour les concentrations de porteurs de charges 10^{13} , et 5×10^{12} .

une propagation vers l'arrière (excitation à partir du port 2), le couplage ne se produit pas.

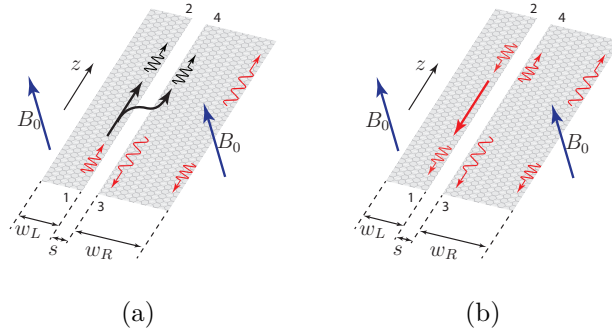


Figure 3.12 Coupleur plasmonique non réciproque, se composant de deux guides d'ondes plasmoniques parallèles. Ces deux guides d'ondes sont polarisés par un champ magnétostatique perpendiculaire à leur plan. (a) L'alimentation est au port 1. (b) L'alimentation est au port 2.

Pour concevoir un tel coupleur, les paramètres physiques des bandes de graphène doivent être réglés de telle manière que, pour une propagation vers l'avant les modes de bord sur les bords adjacents des bandes sont en accord de phase et dans la direction de propagation opposée leurs constantes de phase doivent être inégales. Pour réaliser cette condition, les constantes de phase sont ajustées en réglant la densité de porteurs dans les bandes. Les constantes de

phase des modes de magnetoplasmons des deux bandes de graphène isolées sont présentées dans la fig. 3.13. Les modes de la bande de droite sont affichés par les courbes solides et les modes de la bande de gauche par des courbes en pointillés. Les couleurs rouges représentent les modes de bord et les couleurs bleues représentent les modes volumiques.

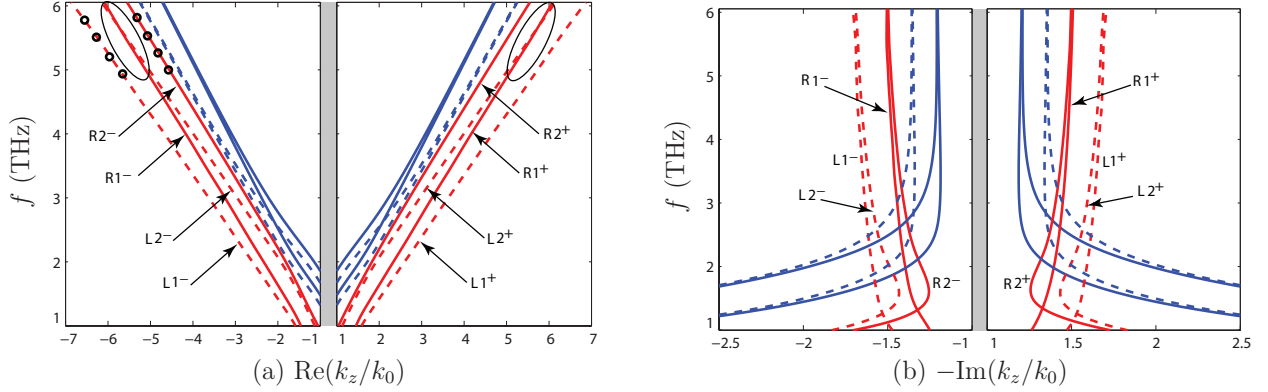


Figure 3.13 Courbes de dispersion pour les modes de bord (rouge) et volumiques (bleu) des deux bandes de graphène isolées avec des paramètres différents. Les courbes solides montrent le facteur d'ondes lentes et la perte pour une bande de graphène avec des paramètres, de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, de densité de porteurs, $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, et de $B_0 = 1 \text{ T}$. Les courbes en pointillés représentent le facteur d'ondes lentes et la perte pour une bande de graphène avec des paramètres, de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, de densité de porteurs, $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, et de $B_0 = 1 \text{ T}$. Les régions d'accord de phase sont mises en évidence par des ellipses.

Le champ électrique des différents modes de bords des bandes isolées est tracé dans la fig. 3.14, montrant différents scénarios possibles pour l'interaction des modes de bord se propageant sur les bandes gauche et droite. Dans la zone de fonctionnement marquée par la grande ellipse dans la zone correspondant à une propagation vers l'avant, le mode de bord se propageant sur le bord droit de la bande de gauche a un vecteur de k_z adapté à la constante de phase du mode de bord se propageant sur le bord gauche de la bande droite. Ce scénario est mis en évidence dans la fig. 3.14 par le rectangle rouge.

Ainsi, lorsque les deux bandes sont proches l'une de l'autre, le mode excité sur le port 1 se couple au port 4. Pour une propagation vers l'arrière, la situation est différente. Les modes indiqués dans la région mise en évidence par des ellipses sont accordés en phase. Cependant, ils se propagent sur les bords opposés, comme indiqué sur la fig. 3.14 par le rectangle vert. Les modes se propageant sur les bords intérieurs, représentés sur la fig. 3.14 par le rectangle bleu, sont en désaccord de phase, comme on le voit à partir de leurs dispersions dans la fig. 3.13

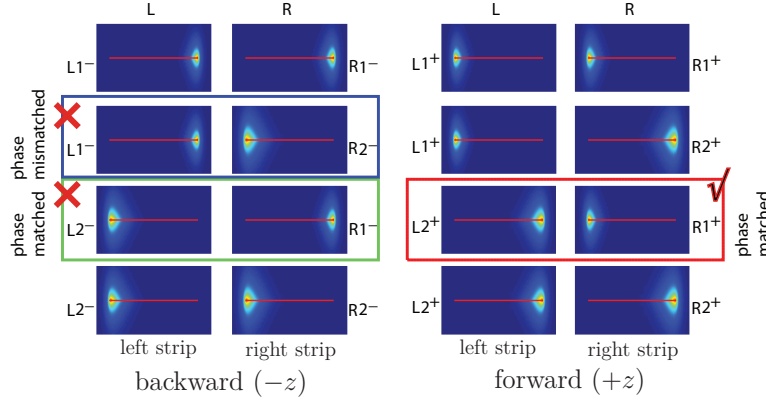


Figure 3.14 Amplitude du champ électrique pour les modes de bords des bandes de graphène de la fig. 3.13 montrant différents scénarios possibles quand elles sont placées côte à côte. La bande de droite a des paramètres, de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, de densité de porteurs, $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, et de $B_0 = 1 \text{ T}$. La bande de gauche a des paramètres, de largeur $w = 100 \mu\text{m}$, de temps de relaxation, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, de densité de porteurs, $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, et de $B_0 = 1 \text{ T}$.

indiquées par de petits cercles.

La figure 3.15 montre les champs électriques simulés du coupleur pour des propagations vers l'avant et vers l'arrière. Dans la direction vers l'avant les modes de bords se couplent et forment des modes symétriques et antisymétriques avec des constantes de phase différentes, réalisant ainsi un couplage vers l'avant. Dans la direction vers l'arrière cependant, les modes de bord ne se couplent pas.

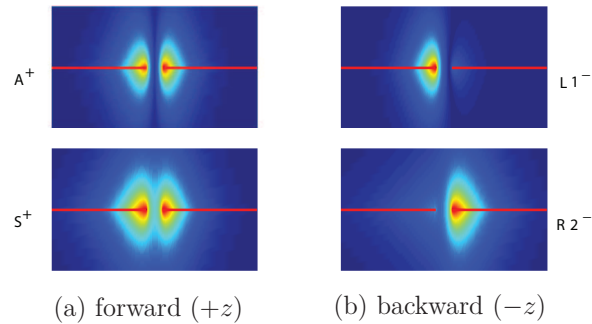


Figure 3.15 Amplitude du champ électrique pour les modes de bord du coupleur de la fig. 3.12 se propageant sur les bords proches des bandes à la fréquence $f = 6 \text{ THz}$. (a) Propagation vers l'avant. Les modes de bord se couplent et donnent lieu à deux modes symétriques et antisymétriques couplés. (b) Propagation vers l'arrière. Les modes ne se couplent pas.

Les courbes de dispersion pour les modes de bord du coupleur sont représentées sur la fig. 3.16. Les courbes de dispersion symétriques et antisymétriques sont tracées en noir. Les modes symétriques et antisymétriques ont les mêmes constantes de phase, et donc le mode de bord excité au port 1 dans la direction vers l'avant se couplera au port 4.

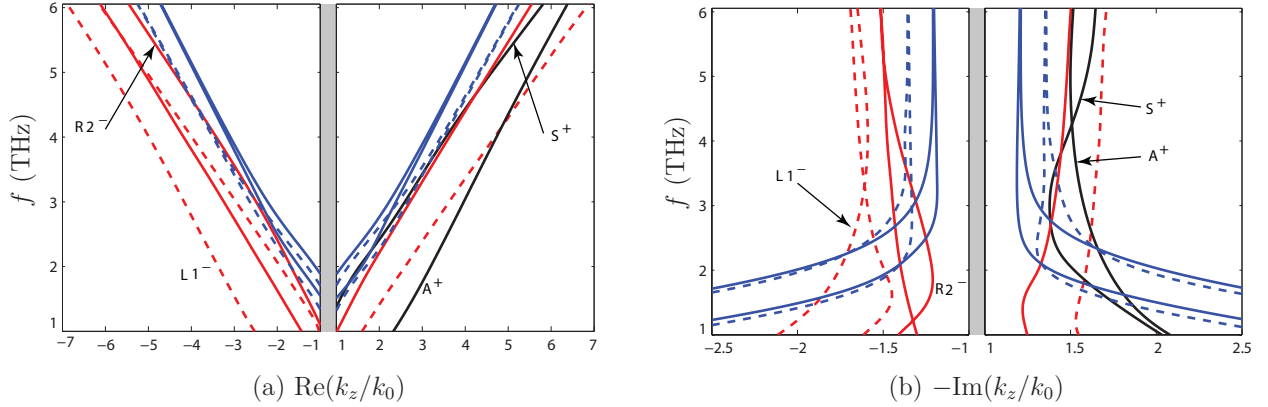


Figure 3.16 Les courbes de dispersion des modes de bord et volumiques du coupleur plasmonique de la figure 11 pour une propagation vers l'avant et vers l'arrière.

Les tracés des vecteurs de champ électrique transverse pour les modes symétriques et antisymétriques sont présentés à la fig. 3.17.

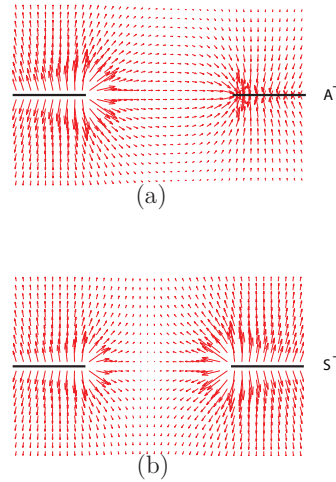


Figure 3.17 Vecteurs de champ électrique transverse pour les modes de bord couplés. (a) antisymétrique et (b) symétrique.

La fréquence et la largeur de bande de fréquence du coupleur présenté est déterminée par la différence relative des densités de porteurs. Si les densités de porteurs sont égales, les courbes de dispersion des modes de bord adjacents restent parallèles et ne se croisent pas. Par conséquent, la condition de cohérence n'est pas atteinte. Pour les grandes différences relatives des densités de porteurs, les deux courbes de dispersion se croisent brusquement. En conséquence, le coupleur aura une bande étroite. Pour de petits écarts de densités de porteurs, les courbes se touchent avec des pentes similaires, et par conséquent la cohérence peut être atteinte sur une bande plus large. En général, le rendement de couplage est pas sensible aux paramètres géométriques tels que la largeur des bandes. Cependant, il est très sensible à la densité de porteurs, la fréquence de diffusion et le champ magnétique.

3.4.3 Isolateurs plasmoniques

Isolateur dopé chimiquement

Un autre mode plasmonique non réciproque intéressant, est le mode se propageant le long d'une jonction p-n en graphène. Une structure de graphène correspondant à une jonction p-n dopée chimiquement est représentée à la fig. 3.18, celle-ci consiste en deux bandes de graphène chimiquement dopées p et n séparées par un écart de taille nanométrique Chamanara et al. (2013b).

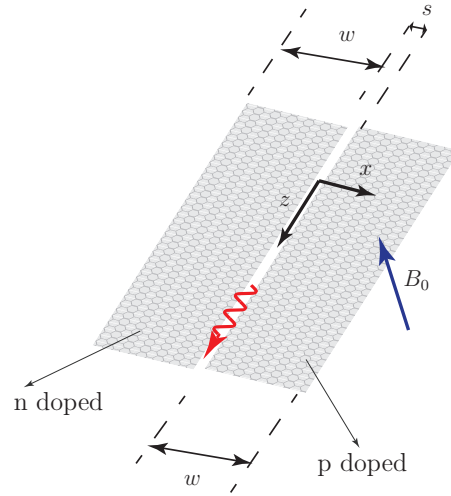


Figure 3.18 Jonction p-n de graphène dopée chimiquement.

La dispersion de la structure magnétiquement non polarisée est représentée à la fig. 3.19. Cette structure supporte deux modes de bord, un mode de jonction p-n, représenté en rouge,

et un nombre infini de modes volumiques se propageant à l'intérieur des bandes.

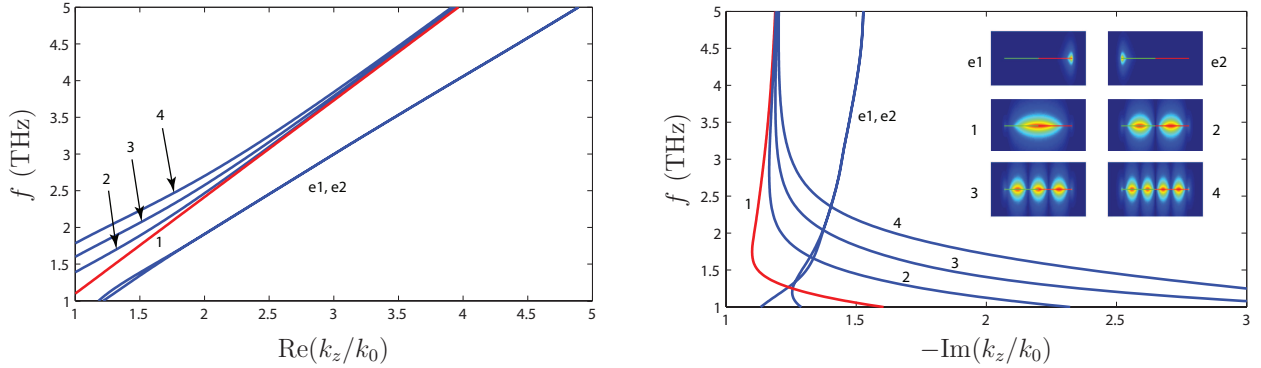


Figure 3.19 Facteur d'onde lente et perte pour la structure de la fig. 3.18 sans polarisation magnétique. ; $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 10 \text{ nm}$, $n = p = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $B_0 = 0 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. Le mode de jonction p-n est représenté en rouge.

L'inspection des champs électromagnétiques dans le plan des bandes révèle des faits intéressants sur le mode de jonction p-n. Le champ électrique de ce mode est représenté à la fig. 3.20 pour la structure non polarisée. Pour une propagation vers l'avant, le point L sur la bande gauche voit une onde à polarisation circulaire droite (RHCP) qui se propage, et le point R sur la bande de droite voit une onde à polarisation circulaire gauche (LHCP). Quand la structure est polarisée magnétiquement, la conductivité devient tensorielle et les ondes RHCP et LHCP voient des conductivités équivalentes $\sigma_d + j\sigma_o$, et $\sigma_d - j\sigma_o$, respectivement. Cependant, les bandes dopées p et n présenteront des conductivités hors diagonale $\sigma_{op} = -\sigma_{on}$ de signes opposés. Par conséquent, pour une propagation vers l'avant, les deux côtés de la jonction voient la même conductivité, à savoir, $\sigma_d + j\sigma_o$. En suivant une logique similaire, pour une propagation vers l'arrière, les ondes sur les deux bandes voient la même conductivité, à savoir, $\sigma_d - j\sigma_o$. Par conséquent, en présence d'une polarisation magnétique, le mode de jonction p-n se comporte différemment dans les directions avant et arrière. Dans la direction vers l'avant, il se concentre à la jonction quand le champ magnétique de polarisation est activé. Dans la direction vers l'arrière, il se divise et s'éloigne de la jonction. Les dispersions des modes et le champ électriques du mode de jonction sont représentés à la fig. 3.21.

L'évolution du champ électrique dans la jonction p-n quand l'amplitude du champ magnétique est augmenté est représentée à la fig. 3.22. Ce phénomène non réciproque peut être exploité pour réaliser des isolateurs plasmoniques. Si la structure polarisée magnétiquement est excitée au centre avec une distribution de champ appropriée, elle excitera le mode de jonction p-n

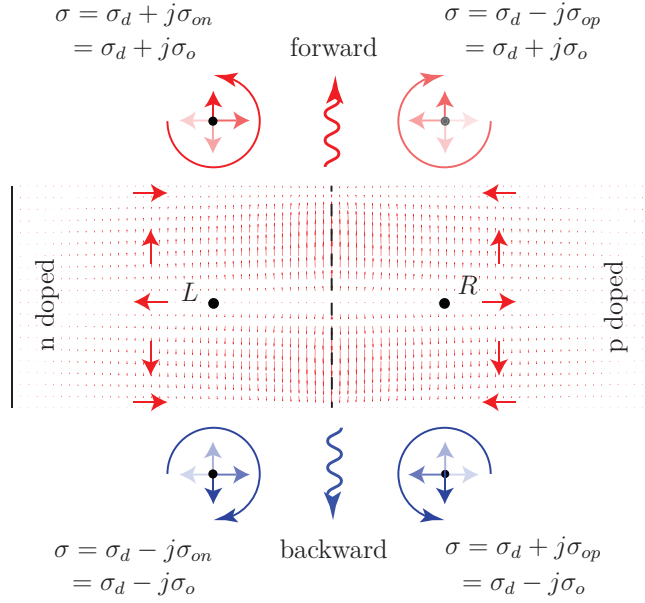


Figure 3.20 Diagramme du champ électrique dans le plan du graphène pour la structure de la fig. 3.18 avec $B_0 = 0$ T. Le point R sur la bande de droite voit un champ électrique tournant dans le sens horaire pour une propagation vers l'avant et un champ électrique tournant dans le sens antihoraire pour une propagation vers l'arrière. Le point L sur la bande gauche voit un champ électrique tournant dans un sens opposé par rapport au champ au point R pour les deux directions de propagation.

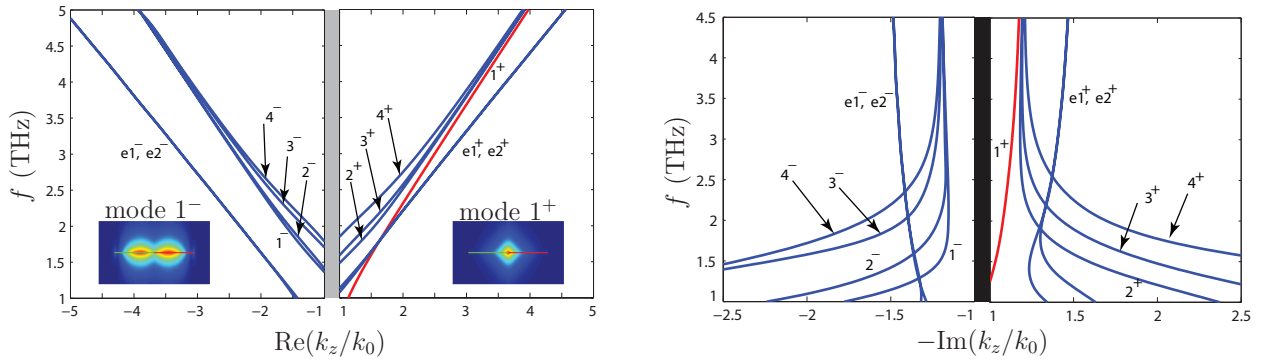


Figure 3.21 Facteur d'ondes lentes et perte pour l'isolateur magnetoplasmonique de la fig. 3.19; $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 10 \text{ nm}$, $n = p = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $B_0 = 1 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. Le mode de jonction p-n est représenté en rouge.

pour une propagation vers l'avant. Cependant, pour une propagation vers l'arrière, elle sera réfléchiée car il n'y a pas de mode possédant de l'énergie au centre.

L'isolation de ce dispositif dépend de l'excitation et de son chevauchement de l'énergie avec les modes de jonction pn se propageant vers l'avant et l'arrière. Comme le champ magnétique est augmenté, le chevauchement entre les modes se propageant vers l'avant et vers l'arrière diminue, et une quantité plus élevée d'isolation peut être réalisée.

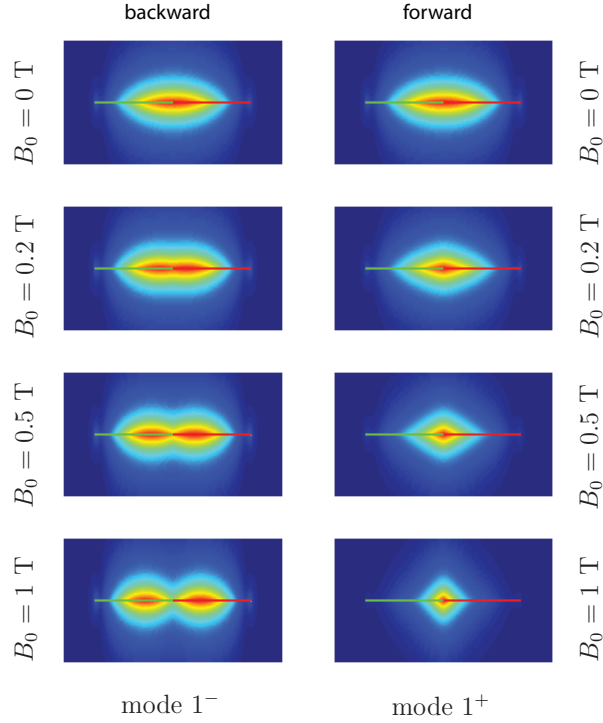


Figure 3.22 Évolution du champ électrique du mode se propageant dans la jonction p-n (mode 1) pour des propagations vers l'avant et vers l'arrière quand le champ magnétique est augmenté.

Isolateur dopé électriquement

L'un des avantages du graphène est la possibilité de régler la densité de porteurs grâce à une polarisation électrique. Une méthode alternative pour la production de jonctions p-n dans le graphène est l'application d'un champ électrique tangentiel, montrée à la fig. 3.23.

Le champ électrique modifie l'équilibre des porteurs de la bande de graphène et crée des régions dopées p et n sur les côtés droit et gauche de la bande. La densité des porteurs est

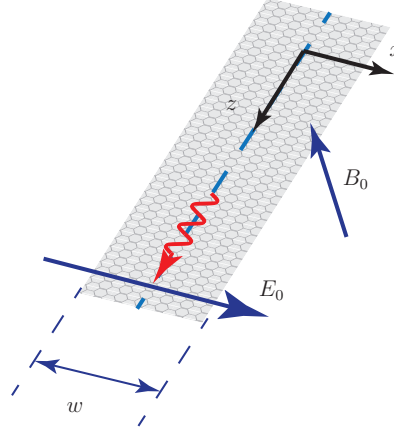


Figure 3.23 Jonction p-n de graphène dopée électriquement.

trouvée en résolvant l'équation de Poisson 2D. La densité de charge inconnue sur la bande, $\rho(x)$, est déterminée par la résolution de l'équation intégrale

$$\int_{-w/2}^{w/2} \rho(x', y') G(x, y; x', y') dx' - E_0 x = 0 \quad (3.34)$$

$$-w/2 \leq x \leq w/2, y = 0, y' = 0$$

où la solution de la fonction de Green en 2D pour l'équation de Poisson est donnée par

$$G(x, y; x', y') = -\frac{1}{2\pi\epsilon_0} \ln \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2} \quad (3.35)$$

La densité de porteurs résultante est montrée à la fig. 3.24 pour une bande de graphène avec des paramètres $w = 50$. Notez que bien que la densité de porteurs nette est nulle près du centre, les porteurs thermiquement excités produisent une conductivité importante à la jonction. Pour trouver cette conductivité, on calcule d'abord le potentiel chimique à travers la bande de graphène en résolvant l'équation intégrale

$$n_{\text{net}} = \int_0^{\infty} f_d(\varepsilon, \mu_c) N(\varepsilon) d\varepsilon - \int_{-\infty}^0 [1 - f_d(\varepsilon, \mu_c)] N(\varepsilon) d\varepsilon \quad (3.36)$$

$$N(\varepsilon) = \frac{2|\varepsilon|}{\pi \hbar^2 v_F^2} \quad (3.37)$$

où f_d est la distribution de Fermi-Dirac et n_{net} est la densité de porteurs nette, tracée dans

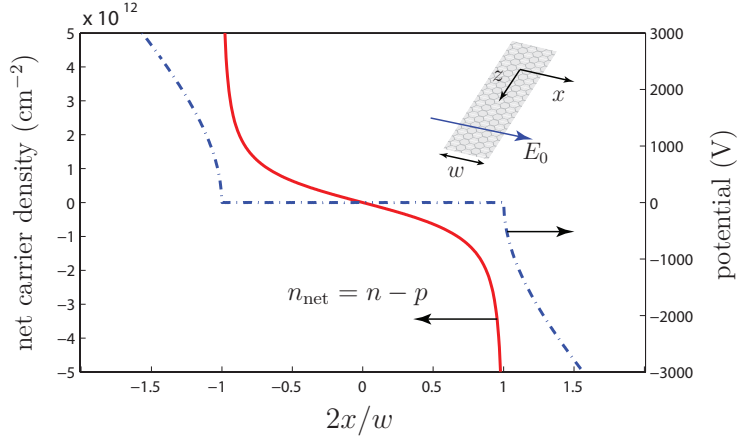


Figure 3.24 Densité nette de porteurs et potentiel électrique d'une bande de graphène dopée avec un champ électrique pour $w = 50 \mu\text{m}$ and $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$.

la fig. 3.24. La densité résultante est représentée à la fig. 3.25. On notera que dans le régime de Drude la conductivité est proportionnelle à n , où p et $n + p$ correspondent à la densité des électrons et des trous, respectivement.

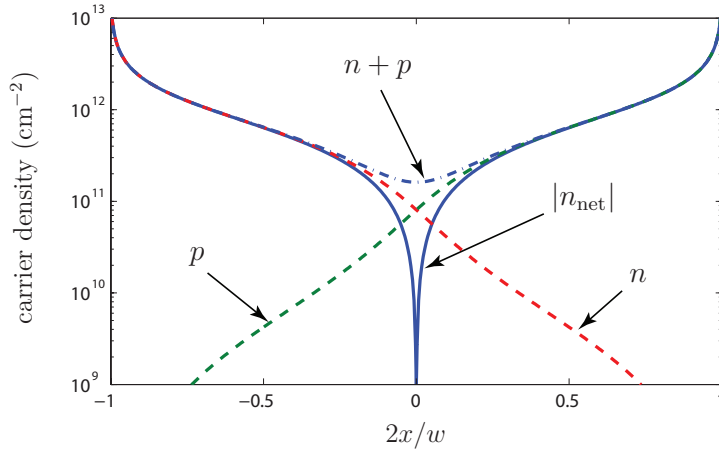


Figure 3.25 Densités d'électrons et de trous excités thermiquement à la température ambiante pour une bande de graphène dopée avec un champ électrique.; $w = 50 \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $T = 300 \text{ K}$.

Enfin, la conductivité non uniforme à travers la bande est obtenue par substitution du potentiel chimique à l'intérieur de la formule de Kubo. Cette structure magnétiquement non polarisée prend en charge un mode de jonction p-n avec une énergie maximale à la jonction,

un nombre infini de modes volumiques, représentés sur la fig. 3.26, et deux modes de bord (non représentés ici).

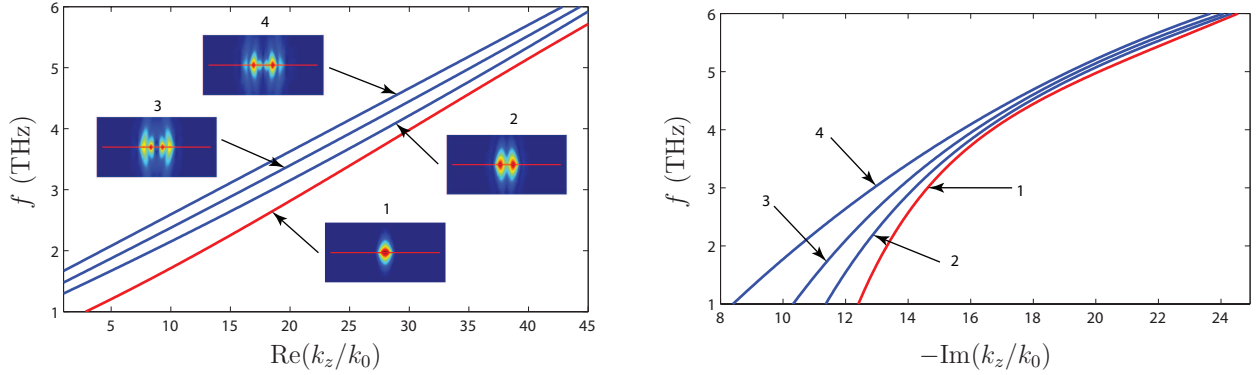


Figure 3.26 Facteur d'ondes lent et perte pour une bande de graphène polarisée par un champ électrique; $w = 50 \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $B_0 = 0 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. Le mode de jonction p-n est représenté en rouge. Les encadrés montrent le motif de champ électrique.

En présence d'une polarisation magnétique, le mode de jonction p-n voit des conductivités différentes pour des directions de propagation vers l'avant et vers l'arrière, ceci peut être compris en suivant un argument similaire que pour le cas dopé chimiquement, et ce mode devient donc non réciproque. Pour une propagation vers l'avant, ce mode est concentré au centre et pour une propagation vers l'arrière, il se sépare du centre, comme représenté sur la fig. 3.27. Ce phénomène peut être exploité pour réaliser des isolateurs plasmoniques ajustables.

3.5 Composants micro-ondes transparents et flexibles à base de graphène

les systèmes électroniques transparents et flexibles représentent une technologie émergente avec de grandes promesses pour l'électronique grand public de prochaine génération, avec des applications dans les écrans tactiles, les diodes électroluminescentes, les cellules solaires, les piles, etc Ju et al. (2007); Kim et al. (2009); Ishikawa et al. (2009). Les matériaux les plus communs pour les électrodes optiquement transparentes ont été jusqu'à présent les oxydes conducteurs transparents (TCO), en particulier l'Indium Tin Oxide (ITO), en raison de sa faible résistivité Minami (2005). Cependant, les TCOs sont rigides et cassants. En outre, l'ITO est particulièrement cher, en partie en raison de sa teneur en indium. Récemment, le graphène a été suggérée comme une alternative avantageuse aux ITO en raison de sa souplesse et de son faible coût pour les électrodes transparentes Zhu et al. (2011); Kim et al.

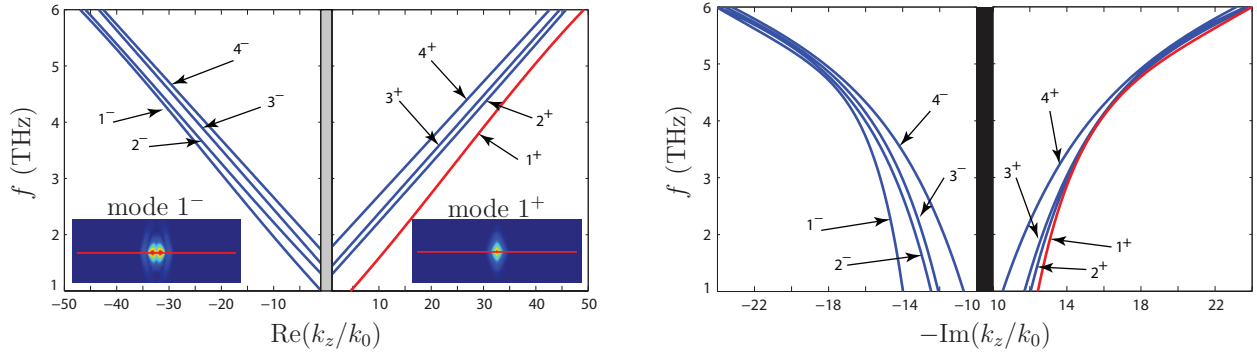


Figure 3.27 Courbes de dispersion pour une bande de graphène polarisée magnétiquement et également polarisée par un champ électrique; $w = 50 \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $B_0 = 0.1 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. Le mode de jonction p-n est représenté en rouge. La zone grise représente le cône de lumière.

(2009); Li et al. (2009), les panneaux de cellules solaires Zhu et al. (2011), et les transistors à couches minces Lee et al. (2011). Nous étudions ici la viabilité des composants micro-ondes planaires réciproques et non réciproques à base de graphène avec des conducteurs remplacés par des feuilles de graphène, pour la prochaine génération de radio transparente et flexible. Plus précisément, nous étudions le guidage d'onde et la performance non réciproque de la structure basée sur le graphène CPW dont un exemple spécifique est montré dans la fig. 3.28.

La résistance de couche du graphène synthétisé expérimental est de l'ordre de 2 à 5 $k\Omega/\square$ Zhu et al. (2011). En utilisant les différentes techniques énumérées dans le tableau 3.1, sa résistance peut être réduite à des niveaux plus pratiques, dépassant celle de l'ITO, qui a une résistance en feuille typique de l'ordre de 30 à 80 Ω/\square . Le graphène est donc la meilleure option connue à ce jour pour l'électronique transparente et flexible, et des recherches intensives sont menées dans le monde entier afin de réduire davantage sa résistance. En outre, lorsqu'il est polarisé par un champ magnétique statique, le graphène présente des propriétés gyrotropiques non réciproques, ce qui en fait aussi un candidat pour des composants hyperfréquences non réciproques transparentes et flexibles.

Nous utilisons la technique FDFD 2-D Zhao et al. (2002) pour la simulation de la structure CPW. Cette méthode s'applique à toute structure 2-D. Elle est simple et conduit à un problème de valeur propre linéaire qui donne la constante de propagation de la structure complexe. Dans la technique FDFD, le graphène est modélisé comme une dalle d'une hauteur de cellule de calcul avec une conductivité apparente égale $\bar{\sigma}/\Delta$, où Δ est la taille des cellules. Un maillage non uniforme avec une densité supérieure autour de la surface et des bords du

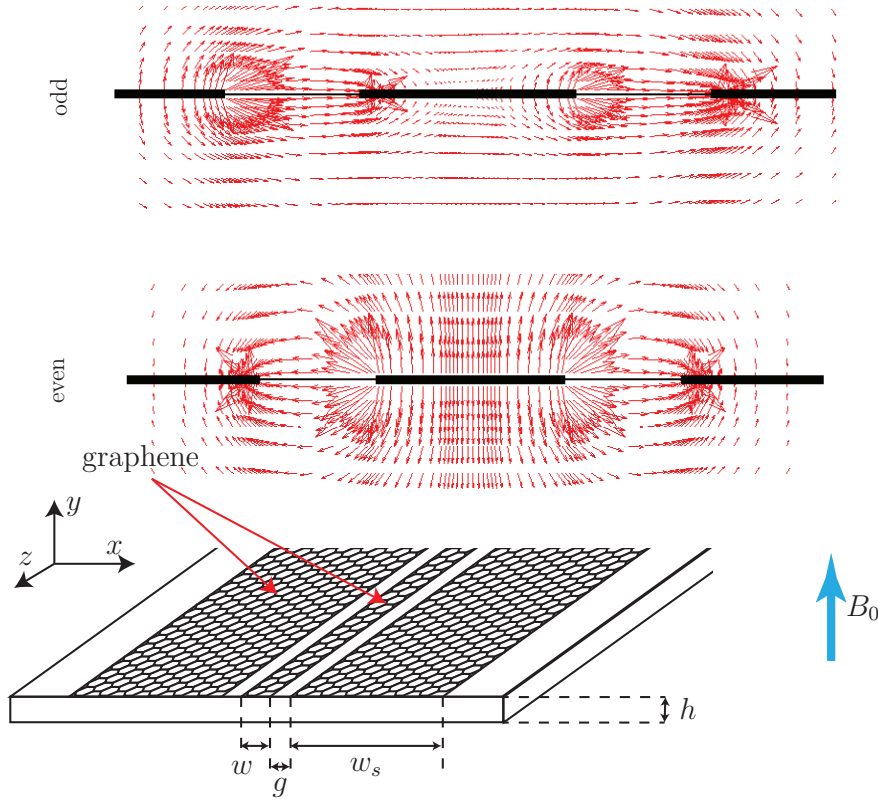


Figure 3.28 Structure CPW optiquement transparente et flexible utilisant le graphène comme conducteur avec ses modes quasi-TEM pairs et impairs, respectivement

Tableau 3.1 Valeurs de résistance de feuille réalisables avec graphène.

Techniques for reducing resistivity	Sheet resistance Ω/\square	Optical transparency
polyvinyl alcohol doping Blake et al. (2008)	400	N/A
4-layer graphene Li et al. (2009)	350	90%
AuCl ₃ -doped graphene Kim et al. (2010)	150	87%
nitric acid doping Bae et al. (2010)	125	97%
Layer-by-layer doping Gunes et al. (2010)	54	85%
4-layer nitric acid doped graphene Bae et al. (2010)	30	90%
Hybrid graphene-metallic nanogrid Zhu et al. (2011)	3	79%

graphène est utilisé pour modéliser avec précision les variations de champ dans ces zones fortes.

3.5.1 Cas réciproque

Dans les composants de guidage d'onde, il est crucial d'avoir des faibles pertes, et donc une faible résistance de la feuille. La fig. 3.29 montre les courbes de dispersion d'un CPW de graphène, où $\beta + j\alpha$ est le nombre d'onde complexe et $P_L = -20 \log_{10} e^{-\alpha z}$ est la perte de puissance pour une longueur z donné. Dans le cas de très faibles pertes, le mode CPW d'ordre pair est non dispersif. Cependant, dans un CPW de graphène, les modes pairs et impairs deviennent dispersifs et pertes, et le facteur d'ondes lentes augmente à un taux de $1/\sqrt{\omega}$ à des fréquences basses.

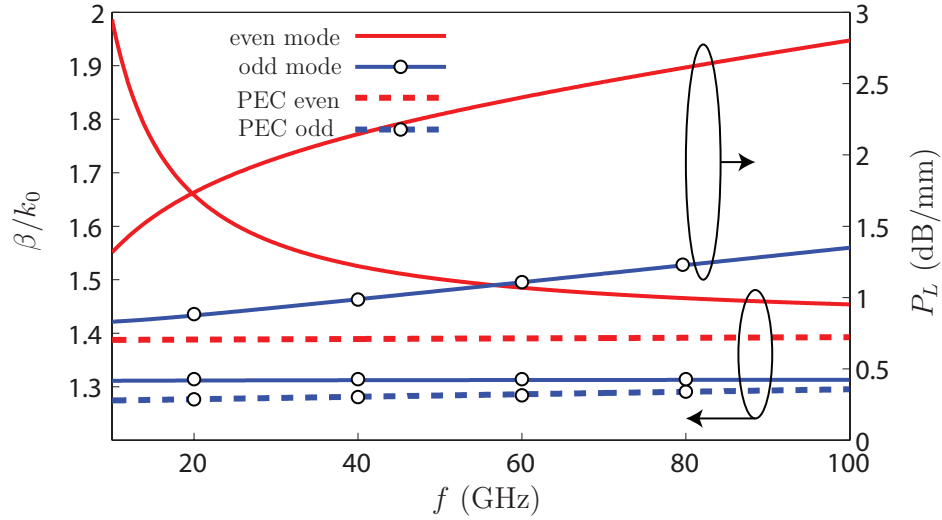


Figure 3.29 Facteur d'ondes lentes et l'atténuation par millimètre pour la CPW de graphène sans polarisation magnétique ($B_0 = 0$), pour les paramètres $h = 127 \mu\text{m}$, $w/h = 0.8$, $g/h = 0.5$, $w_s = 250 \mu\text{m}$, $R_s = 3 \Omega/\square$, ar rapport à la même structure comprenant des conducteurs électriques parfaits. Le substrat est le polyéthylène naphthalate (PEN) avec une constante diélectrique $\epsilon_r = 3$ et $\tan \delta = 0.0013$.

3.5.2 Cas non réciproque

La gyrotropie dans le graphène est le résultat du mouvement circulaire des électrons en présence d'un champ magnétique statique appliqué. À de très fortes densité de porteurs de charges, le graphène se comporte comme un conducteur électrique parfait et la gyrotropie est très faible. D'autre part, à des densités de transporteur faibles, où la gyrotropie peut être importante, la résistance de la feuille, et donc la perte, sont élevées. Par conséquent, les

structures planaires de graphène sont soumises à un compromis fondamental entre le gyrotropie et la perte. Ce compromis disparaît aux fréquences THz, où la conductivité du graphène devient principalement imaginaire en raison de l'inductance cinétique élevée d'électrons. La fig. 3.30 représente le vecteur de champ électrique et les courbes de dispersion du guide d'ondes de graphène CPW polarisée à 3 T avec une résistance de feuille de $R_s = 300 \, \Omega/\square$. Un déplacement de champ est observée dans la fig. 3.30 pour les modes pairs et impairs pour la propagation dans la direction $+z$. Pour la propagation de l'onde dans la direction opposée, les champs sont concentrés sur le bord opposé. Par conséquent, la structure est non réciproque en termes de distribution de champ, une propriété qui peut être utilisée pour réaliser des dispositifs non réciproques telles que les isolateurs. Cependant, la structure crée des pertes en raison de la résistance de couche relativement élevée de $R_s = 300 \, \Omega/\square$. La figure montre également le facteur d'ondes lentes et la perte de puissance pour un guide d'ondes de CPW impartiale avec la même résistance de feuille. Le CPW de graphène polarisé a plus de pertes et son facteur d'ondes lentes est plus grand par rapport au cas impartiale, parce que le chemin efficace des électrons est plus grand. En effet, les électrons dévient et rebondissent sur le bord de la bande de gauche, ce qui augmente leur chemin efficace.

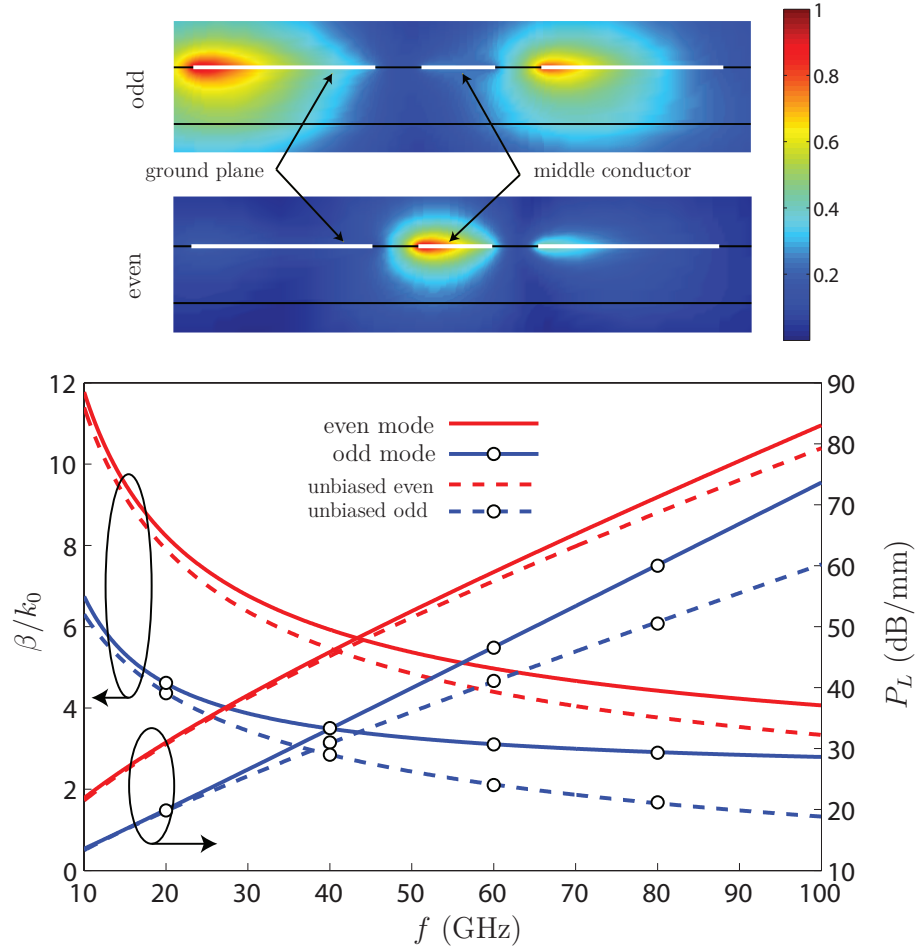


Figure 3.30 Distributions de champ électrique déplacées, à 50 GHz et facteur d'ondes lentes et l'atténuation pour les mêmes paramètres que dans la fig. 3.29, l'exception d'une résistance de couche plus élevée de $R_s = 300 \Omega/\square$, sous une polarisation magnétique de 3 T.

CHAPITRE 4 : DISCUSSION GÉNÉRALE

Les concepts plasmoniques non réciproques introduits dans ce travail peuvent servir d'alternative pour la réalisation d'isolateurs plasmoniques et autres dispositifs non réciproques. Le goulot d'étranglement dans ces dispositifs non réciproques magnetoplasmoniques à base de graphène est la perte de plasmon de la surface qui est intrinsèque à tous les matériaux plasmoniques. Pour le coupleur présenté à la sec. 3.4.2, malgré une densité relativement élevée de porteurs, la perte est supérieure à 60 dB, ce qui semble prohibitif pour des applications pratiques. Cependant, des résistances de feuille inférieures à $230 \Omega/\square$ ont été rapportés dans la littérature. Le dopage du graphène à l'acide nitrique peut fournir une résistance de feuille de $150 \Omega/\square$ Bae et al. (2010), la méthode de dopage couche par couche, fournit une résistance de feuille de $50 \Omega/\square$ Gunes et al. (2010), un graphène à 4-couche dopés à l'acide nitrique avec une résistance de feuille de $30 \Omega/\square$ a été rapporté par Bae et al. (2010), et une structure hybride de graphène et nano-grille métallique présentant une résistance de feuille de $3 \Omega/\square$ a été signalée dans Zhu et al. (2011). Nos résultats indiquent que une résistance de couche n'excédant pas $15 \Omega/\square$ est nécessaire pour une perte acceptable.

D'autre part, les dispositifs non réciproques magnetoplasmoniques et micro-ondes décrits dans cette thèse peuvent en principe être réalisés en utilisant n'importe quel type de 2DEG. Dans la section suivante, nous comparons les pertes des matériaux plasmoniques conventionnels et du graphène dans le THz, l'infrarouge et aux fréquences optiques. Certaines méthodes visant à réduire les pertes du graphène et d'autres matériaux plasmoniques sont ensuite discutées.

4.1 Pertes du graphène et d'autres matériaux plasmoniques

Étant donné que le phénomène de plasmon provient généralement des oscillations collectives de charges libres dans un matériau soumis à un champ électromagnétique, les dispositifs plasmoniques nécessitent généralement des composants métalliques, qui ont une abondance d'électrons libres. Ces électrons libres produisent une permittivité réelle négative qui est une propriété essentielle de tous les matériaux plasmoniques. Cependant, les métaux ont des pertes, en particulier dans les gammes spectrales du visible et de l'ultra-violet (UV), découlant en partie des transitions électroniques interbandes. Même les métaux offrant les plus hautes conductivités souffrent de pertes importantes aux fréquences optiques West et al. (2010); Johnson and Christy (1972); Marton and Jordan (1977). Ces pertes sont préjudiciables à la performance des dispositifs plasmoniques, limitant sérieusement la réalisabilité de nombreuses

applications plasmoniques.

Les mécanismes de perte primaires peuvent être classés en phénomènes liés aux électrons de conduction et aux électrons liés (effets interbandes) Drachev et al. (2008). Les pertes associées aux électrons de conduction proviennent des interactions électrons-électrons et électrons-phonons, et de la dispersion due aux défauts cristallins ou aux joints de grains. Les métaux sont de bons candidats pour les applications plasmoniques en raison de leur haute conductivité. Parmi eux, l'argent et l'or sont les plus utilisés dans les applications plasmoniques en raison de leur relativement faible perte dans le visible et le proche infrarouge. En fait, la quasi-totalité de travaux expérimentaux significatifs en plasmonique ont utilisé soit l'or soit l'argent comme matériau plasmonique. L'argent a été utilisé dans la démonstration d'une super-lentille Fang et al. (2005); Melville and Blaikie (2005), une hyper-lentille Liu et al. (2007), un matériau à indice de réfraction négatif dans le visible Dolling et al. (2007), et la transmission optique extraordinaire Ebbesen et al. (1998). L'or a été utilisé dans la première démonstration d'un matériau négatif à indice de réfraction dans le proche infrarouge Shalaev et al. (2005), de nombreuses études sur surface améliorant la diffusion de Raman (SERS), la fabrication de guides d'ondes plasmoniques, et de nombreux capteurs à résonance localisée de plasmon de surface (LSPR) Maier (2007). Bien que les métaux autres que l'or et l'argent aient été utilisés dans la plasmonique, leur utilisation est très limitée, car les pertes sont plus élevées que celles de l'argent et de l'or.

L'argent a la plus faible perte dans les domaines visible et infrarouge. Cependant, l'argent se dégrade assez rapidement et possède un seuil d'épaisseur pour films continus uniformes d'environ 12-23 nm Lewowski (1995). En outre, les pertes d'argent sont fortement dépendantes de la rugosité de surface Drachev et al. (2008). L'or est le matériau suivant en termes de perte dans les domaines visible et infrarouge. Par rapport à l'argent, l'or est chimiquement stable et peut former un film continu, même à des épaisseurs de 1.5 à 7 nm environ West et al. (2010).

Le graphène comme matériau de support pour les plasmons de surface a suscité beaucoup de recherche au cours des dernières années. Dans le graphène faiblement dopé, les transitions interbandes contribuent de manière significative aux pertes en raison de la bande interdite nulle. Ces transitions interbandes produisent au-dessus d'un seuil déterminé par l'énergie de Fermi et le plasmon vecteur d'ondes Hwang and Sarma (2007); West et al. (2010). Toutefois, ce seuil peut être décalé vers des fréquences au-delà de la région d'intérêt par dopage accru, ce qui augmente l'énergie de Fermi. Il a été démontré expérimentalement que le seuil interbande peut être ajusté par variation du dopage électrique Li et al. (2008); West et al. (2010). Au-dessous du seuil interbande, les pertes sont principalement dues à la diffusion des impuretés

et l'excitation de phonons optiques ainsi que de paires électron-trou. West et al. (2010) ont analysé les temps de relaxation des électrons liées à différents mécanismes de perte, et démontre que le graphène peut offrir intrinsèquement réduites des pertes par rapport aux interfaces diélectriques classiques de métal, jusqu'à des fréquences correspondant aux fréquences de phonons optiques (0.2 eV ou 50 THz) Jablan et al. (2009); West et al. (2010). Les études théoriques indiquent que le graphène est un bon matériau pour les applications plasmoniques THz. Cependant, à des fréquences proche infrarouge, les pertes dans le graphène deviennent comparables aux métaux nobles. Cela rend le graphène moins attractif comme matériau plasmonique de remplacement aux longueurs d'onde infrarouges et optiques.

Il y a des études rapportant l'observation de gaz d'électrons 2D (2DEG) dans des couches semi-conductrices d'inversion Naik et al. (2013), dans des hétérostructures semi-conductrices Naik et al. (2013); Van Wees et al. (1988), dans des interfaces polaires d'oxydes Hwang et al. (2012), et dans des matériaux qui sont crûs comme des feuilles 2D, tels que les chalcogénures, le disulfure de molybdène Naik et al. (2013), et des matériaux de perovskite et nano-feuillets d'oxyde. Des plasmons ont été observés dans des couches semi-conducteurs d'inversion, Naik et al. (2013) hétérostructures semi-conductrices, et dans su graphène Ju et al. (2011). En plus du graphène des plasmons ont été observés dans d'autres cas, mais seulement à basse température en raison des pertes élevées (faible mobilité de transporteurs ou taux élevés de diffusion de porteurs) à température ambiante. Toutes les observations de plasmons ont été faites dans le infrarouge moyen et a de plus grandes longueurs d'onde. Des plasmons dans le visible ou proche infrarouge n'ont été observés dans aucun de ces matériaux 2D, en raison de l'insuffisance de densités de porteurs.

Tassin et al. (2012) font une étude comparative entre le graphène, les supraconducteurs à haute température et les métaux nobles pour métamatériaux résonants et applications plasmoniques. Ils définissent comme facteur de mérite le puissance dissipée par unité de cellule élémentaire sur la puissance incidente sur le cellule élémentaire. Leurs simulations montrent que le graphène et les supraconducteurs à haute température de Curie ne seraient pas de bonnes alternatives à l'or dans de telles structures. Ils considèrent à la fois les paramètres expérimentaux et théoriques et comparent les résultats de plasmons de surface dans un film d'or de 30 nm à haut THz et aux fréquences optiques. Les plasmons de graphène possèdent une longueur de propagation plus petite que ceux de l'or. Les supraconducteurs à haute Tc perdent leurs propriétés supraconductrices aux fréquences térahertz ou ils deviennent peu performantes par rapport à l'or.

Il y a quelques études montrant que le graphène peut être très performant lorsque les non-linéarités deviennent importantes. L'optique non linéaire et la plasmonique non linéaire sont

des domaines où le graphène présente des propriétés supérieures à celles d'autres métaux. De nombreuses applications en optique non linéaire sont entravées par la faible réponse des matériaux conventionnels. Les nano-structures métalliques pallient partiellement à cette situation, à raison du fait que le grand rehaussement de la lumière associée à leurs plasmons localisés amplifie leur réponse non linéaire à des niveaux élevés. Cox and de Abajo (2014) montrent que la polarisabilité non linéaire de nano-îlots de graphène, pour les îlots composés de centaines d'atomes de carbone dopés avec des densités modérées de porteurs, peut être ajustée électriquement de plusieurs ordres de grandeurs de plus celles de nanoparticules métalliques de taille similaire, étendant sur le spectre visible et proche infrarouge.

4.2 Méthodes réduisant les pertes plasmoniques

La qualité de l'échantillon de graphène détermine le temps de diffusion et de la perte intra-bande. Pour minimiser la perte interbande dans le graphène, on peut augmenter chimiquement ou électriquement la quantité de dopage dans le graphène et opérer dans la fenêtre de fréquence au dessous du seuil des transitions interbandes dues au blocage de Pauli.

Une autre approche pour minimiser la perte de plasmon dans métaux nobles consiste à décaler leurs transitions interbandes à d'autres parties du spectre. Ceci peut être réalisé en alliant deux ou plusieurs éléments pour créer des structures de bandes uniques qui peuvent être ajustées par la proportion de chaque matériau d'alliage. Par exemple l'alliage d'or et de cadmium crée une structure de groupe unique, en déplaçant les pertes maximales à des nouvelles fréquences, résultant en des pertes plus élevées dans une gamme de fréquences et des pertes inférieures dans une autre gamme.

Khurgin and Sun (2010) ont suggéré que l'étirement du treillis métallique de sodium d'un facteur deux permettrait au sodium de remplir les conditions pour être métallique ($\epsilon < 0$) et à faible perte dans la moyen-IR. L'article fournit également des calculs de structure de bande utilisant le modèle de liaisons fortes, et la fonction diélectrique de grille étirée de sodium et montre qu'un tel matériau est métallique et sans perte pour les longueurs d'onde de $1.8 \mu\text{m}$ à $2.4 \mu\text{m}$. Ils suggèrent aussi des techniques qui pourraient éventuellement étirer l'espacement de réseau entre les atomes métalliques. Une des techniques proposées est d'incorporer des atomes étrangers dans le réseau métallique pour étirer le treillis. Par exemple, AlO est métallique avec un espacement inter-Al accru par l'addition d'atomes d'oxygène. Des telles possibilités nécessitent une étude approfondie de la façon dont la structure de bande serait modifiée par les atomes étrangers de la façon, dont la contribution des électrons libres serait affectée.

Introduire du gain dans la structure d'un métal afin de compenser ses pertes est une valide stratégie d'ingénierie Bergman and Stockman (2003). Les milieux à gain, tels que les colorants organiques, les points quantiques et les matériaux semi-conducteurs, peut fournir l'amplification nécessaire pour compenser partiellement ou totalement les pertes Bergman and Stockman (2003). La plupart de ces techniques sont des mécanismes de résonance et, par conséquent, sont à bande étroite. En outre, les pertes pratiques des métaux nobles sont si élevées que un énorme gain est nécessaire pour compenser les pertes. En outre, l'intégration de gain complique la fabrication et ajoute du bruit au dispositif.

Réduire la diffusion peut également contribuer à la diminution des pertes. De nombreuses possibilités ont été explorées pour réduire les pertes de diffusion dans les métaux Naik et al. (2013). Ces méthodes ont mieux fonctionné aux des fréquences plus basses et ont été moins efficaces dans le domaine optique Naik et al. (2013).

4.3 Progrès dans la recherche sur les matériaux conducteurs transparents pour applications électroniques et plasmoniques

Il y a eu des recherches importants sur des matériaux transparents conducteurs au cours des dernières années. Les couches minces transparentes et conductrices sont essentielles dans de nombreux dispositifs modernes, tels que les écrans tactiles, les e-documents, les diodes électroluminescentes organiques (OLED), les écrans à cristaux liquides (LCD) et les cellules solaires, et la demande industrielle en électrodes transparentes est en augmentation. Par conséquent de nombreuses recherches ont été consacrés à explorer différentes possibilités pour la fabrication de couches minces présentant un bon compromis entre la transparence optique et la conductivité électrique. La recherche dans ce domaine a porté sur les oxydes transparents conducteurs (TCO), le graphène, les nanotubes de carbone et récemment les nanotubes d'argent. Langley et al. (2013) font une comparaison entre ces matériaux, en ce qui concerne la transparence, la résistance de couche, l'épaisseur, l'uniformité, les coûts et procédés de fabrication. Récemment, les TCOs ont atteint une résistance de la feuille de 5-100 Ω/\square , le graphène une résistance de la feuille de 30 à 5000 Ω/\square , CNTs 60-300 Ω/\square , et nanotubes d'argent une résistance les plus basse de 1-50 Ω/\square Langley et al. (2013). Tous ces matériaux sont performants bien en termes de transparence optique, comprise entre 80-97 %. Les TCOs et nanotubes d'argent sont avantageux par rapport au graphène et nanotubes de carbone en termes de coût et de fabrication. Le graphène, les nanotubes de carbone et les nanotubes d'argent peuvent agir comme électrodes flexibles. Dans l'ensemble, les nanotubes d'argent semblent avoir les meilleures Langley et al. (2013). Les TCOs ont également été étudiés pour leurs propriétés plasmoniques et les résultats semblent prometteurs. ITO est un oxyde

conducteur transparent constitué typiquement de 90 % d'oxyde d'indium (In_2O_3) et 10 % d'oxyde d'étain (SnO_2). Sa fréquence de plasma peut être accordée entre 0.44 eV 6.99 eV en modifiant la quantité dopage d'étain West et al. (2010). Les SPPs ont été observés dans l'ITO au proche IR et les fréquences optiques West et al. (2010). Par conséquent, l'ITO semble être un matériau plasmonique attractif dans le NIR et les gammes de fréquences optiques. En plus de l'ITO, oxydes conducteurs de zinc hautement performants comme l'aluminium oxyde de zinc (AZO) et le gallium oxyde de zinc (GZO) peuvent être alternatives prometteuses à faible perte dans proche IR. Basés sur les caractéristiques optiques de ces couches minces rapportés dans la littérature, l'AZO et le GZO peuvent présenter des perte nettement plus faible que l'argent aux longueurs d'onde de télécommunication optiques qui sont d'une importance particulière dans les applications photoniques et nano-photoniques West et al. (2010). L'AZO peut présenter des pertes plus de trois fois plus faible que celle de l'argent aux longueurs d'onde optiques. Le GZO, étant seulement légèrement inférieure à l'AZO, peut également présenter des pertes inférieures West et al. (2010).

CHAPITRE 5 : CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Les principes fondamentaux du graphène, y compris ses liaisons de carbone, ses caractéristiques cristallographiques, sa structure de bandes d'énergie, l'hamiltonien de Dirac, sa quantification de Landau et son modèle de conductivité, ont été introduits de façon cohérente et pédagogique. Ensuite, les principes de la magnetoplasmonique du graphène ont été présentés. Enfin, les propriétés non réciproques des modes magnetoplasmoniques ont été décrites et un certain nombre d'applications de dispositifs connexes, tels que des isolateurs et des coupleurs, ont été présentés.

Les dispositifs magnetoplasmonique présentés peuvent servir comme dispositifs potentiels pour la technologie terahertz où la réalisation de dispositifs tels que des isolateurs est actuellement encore un défi. L'un des inconvénients des dispositifs plasmoniques présentés est la perte inhérente du graphène. Cependant, les dispositifs magnetoplasmonique présentés, peuvent en général être réalisés en utilisant tout type de matériau plasmonique. Par conséquent, nous avons fourni un aperçu des efficacités plasmoniques des métaux classiques, 2DEGs et des oxydes conducteurs transparents et leurs pertes aux fréquences THz, infrarouge et optiques. Nous avons ensuite discuté des options possibles pour atténuer la perte des matériaux plasmoniques, y compris du graphène et des métaux nobles.

Le potentiel du graphène comme matériau transparent et souple dans la réalisation de composants micro-ondes planes a également été étudié. Une comparaison avec d'autres matériaux transparents comprenant des oxydes transparents conducteurs, les nanotubes de carbone et de nano-fils d'argent ont été fournis et les progrès dans ce domaine de recherche au cours des dernières années a été présentée. Il a été montré que les composants réciproques souples et transparents à base de graphène peuvent fonctionner avec une perte raisonnable aux micro-ondes et fréquences millimétriques. Cependant la pertes sont prohibitive pour la réalisation de dispositifs non réciproques à ces bandes de fréquences.

5.1 Réalisation Expérimentale

Il y a quelques points dans nos structures qui demandent des études complémentaires à des fins expérimentales. Le premier est l'effet des porteurs résiduels dans le graphène. Ces porteurs résiduels sont induits dans le graphène quand il est transférée sur un substrat. Les impuretés introduites dans le substrat créent une distribution de potentiel spatialement non homogène dans le plan du graphène. A faible densité de porteurs, le potentiel spatialement

inhomogène décompose le système en place en flaques d'électrons et de trous. Ces fluctuations potentielles changent directement le potentiel chimique local, induisant une densité résiduelle dans le graphène. Cet effet est plus prononcé proche du point de Dirac et est négligeable pour les niveaux de Fermi plus élevés. Pour l'isolateur électrique dopé présenté dans la section 3.4.3, où le niveau de Fermi est proche du point de Dirac au centre, les porteurs résiduels pourraient jouer un rôle important et les prendre en compte dans l'analyse serait plus réaliste. Étant donné les valeurs expérimentales rapportées des porteurs résiduels Nagashio et al. (2013); Adam et al. (2007), leur effet dans les autres structures présentées dans cet ouvrage, serait négligeable.

L'autre point est non-linéarités dans le graphène. Comme la structure de bande de graphène dévie considérablement d'une structure de bande parabolique, il présente de fortes non-linéarités. Le champ électrique tangentiel élevé utilisé dans l'isolateur dopé électriquement à la section 3.4.3, peut très facilement conduire le graphène dans le régime de non-linéaire. En outre, ce champ élevé induirait une température élevée dans le graphène qui devrait être prise en compte pour une simulation plus réaliste.

Les effets du substrat est un autre point important. Nous avons ignoré les effets du substrat dans la plupart des dispositifs présentés dans ce travail. Comme indiqué précédemment, le substrat peut introduire des porteurs résiduels dans le graphène. Le substrat peut également augmenter la diffusion grâce à l'interaction avec les phonons du graphène de substrat et d'autres effets indésirables.

5.2 Travaux Futurs

Nous avons récemment étudié plusieurs autres structures liées aux dispositifs plasmoniques non réciproques abordés dans cette thèse. Ces projets ont été principalement axées sur des alternatives pour remplacer l'aimant encombrant dans les dispositifs non réciproques. Un exemple est de remplacer l'aimant par un substrat nano-fil ferromagnétique auto polarisé. Dans cette structure, le graphène est magnétiquement polarisé par un substrat de nanofils ferromagnétiques et électriquement polarisé par une surface de sélection de fréquence (FSS) plan de sol, représentée sur la fig. 5.1. La structure est transparente aux fréquences micro-ondes et peut être utilisé pour la réalisation de rotateurs de Faraday auto polarisé. Cependant, la quantité de rotation de Faraday est limitée a des très petits angles (1 – 2 degrees). En cascasant de plusieurs couches de graphène-FMNW à des distances optimales, il est possible d'augmenter l'angle de rotation. Cependant la perte croît de façon exponentielle avec le nombre de couches.

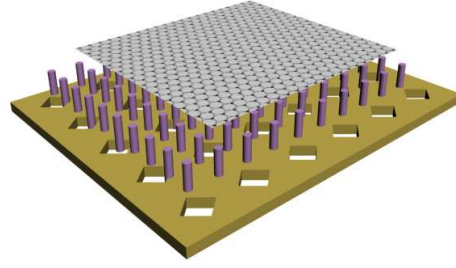


Figure 5.1 Le graphène multi-échelle, incluant nanofils ferromagnétiques, une surface sélection des fréquence (FSS) et une metasurface gyrotropique.

Une autre idée étudié dans notre groupe a été la possibilité d'exploiter le mode de plasmon TE du graphène pour la réalisation d'isolateurs dépourvu d'aimant. La structure proposée est composé d'une bande de graphène sur un substrat ferrite comme représenté sur la fig. 5.2. Nous montrons que lorsque graphène est polarisé par un courant continu, le mode de plasmon de surface TE de graphène interagit non réciproquement avec le substrat ferrite et la structure présente une quantité raisonnable d'isolement. La structure est à large bande et peut être réglé pour fonctionner dans THz, infrarouge ou fréquences optiques.

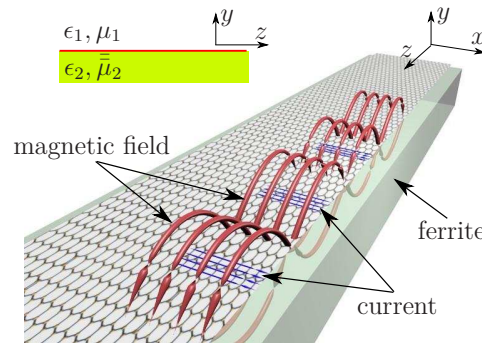


Figure 5.2 Plasmons de surface TE dans une feuille de graphène sur une ferrite semi-infinie magnétiquement polarisé.

Enfin nous avons étudié une structure exploitant des magnetoplasmons de bord non réciproques dans la réalisation d'un capteur magnétique, représentée à la fig. 5.3. Cette structure est composée de deux ruban de graphène couplés, dopées p et n. En l'absence du champ

magnétique, les modes de bord sont en phase et couplent. Lorsque le champ magnétique est activé, les bandes dopées p et n acquièrent des composantes hors diagonale avec des signes opposés, ce qui entraîne l'hybridisation et les modes de garde ne seraient pas plus en accord de phase. Par conséquent, le couplage s'affaiblit. Ce phénomène peut être utilisé pour la détection magnétique.

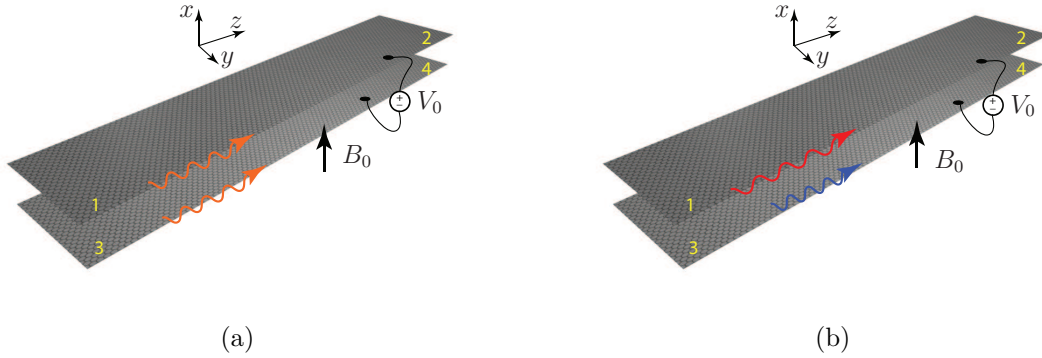


Figure 5.3 Coupleur magnétiquement commutable constitué de deux bandes de graphène couplé, avec une différence de tension continue. (a) sans aucune polarisation magnétique les modes de bord présentent des dispersions identiques. (b) Avec polarisation magnétique ils sont en désaccord de phase et le couplage est réduit.

Pour des travaux futurs, nous recommandons des méthodes alternatives de brisure de symétrie de renversement du temps pour parvenir à non-réciprocité dans les térahertz et la gamme optique. Une telle méthode étudiée récemment est les systèmes modulés dans le temps et l'espace. Ces systèmes ont été démontré à fournir l'isolation optique Yu and Fan (2009) et pourraient s'avérer comme des bons candidats pour la lutte contre les pertes dans nos dispositifs.

RÉFÉRENCES

- S. Adam, E. Hwang, V. Galitski, et S. D. Sarma, “A self-consistent theory for graphene transport”, *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 104, no. 47, pp. 18 392–18 397, 2007.
- S. Bae, H. Kim, Y. Lee, X. Xu, J. S. Park, Y. Zheng, J. Balakrishnan, T. Lei, H. R. Kim, Y. I. Song, et et al., “Roll-to-roll production of 30-inch graphene films for transparent electrodes”, *Nature Nanotechnology*, vol. 5, pp. 574–578, 2010.
- D. J. Bergman et M. I. Stockman, “Surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation : quantum generation of coherent surface plasmons in nanosystems”, *Physical review letters*, vol. 90, no. 2, p. 027402, 2003.
- P. Blake, P. Brimicombe, N. R. R, T. J. Booth, D. Jiang, F. Schedin, L. A. Ponomarenko, S. V. Morozov, H. F. Gleeson, et E. W. H. et al., “Graphene-based liquid crystal device”, *Nano Letters*, vol. 8, pp. 1704–1708, 2008.
- J. Callaway, *Quantum theory of the solid state*. Academic Press, 2013.
- N. Chamanara et C. Caloz, “Multiphysics modeling of a triple-scale graphene sheet - magnetic nanowire - FSS gyrotropic metasurface”, dans *URSI General Assembly and Scientific Symposium(GASS)*, *Beijing, China*. IEEE, Aug. 2014.
- , “Fundamentals of graphene magnetoplasmons : Principles, structures and devices”, *Forum for Electromagnetic Research Methods and Application Technologies (FERMAT)*, vol. 10, pp. 1–15, March 2015.
- N. Chamanara, D. Sounas, T. Szkopek, et C. Caloz, “Optically transparent and flexible graphene reciprocal and nonreciprocal microwave planar components”, *IEEE Microwave and Wireless Compon. Letters*, vol. 22, no. 7, pp. 360–362, 2012.
- N. Chamanara, D. Sounas, et C. Caloz, “Non-reciprocal magnetoplasmon graphene coupler”, *Optics Express*, vol. 21, no. 9, pp. 11 248–11 256, 2013.
- N. Chamanara, D. L. Sounas, et C. Caloz, “Graphene magnetoplasmons : Principles and applications”, dans *Antennas and Propagation (EuCAP)*, *2013 7th European Conference on*. IEEE, 2013, pp. 496–497.

- N. Chamanara, D. L. Sounas, T. Szkopek, et C. Caloz, “Terahertz magnetoplasmon energy concentration and splitting in graphene pn junctions”, *Optics Express*, vol. 21, no. 21, pp. 25 356–25 363, 2013.
- J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, J. Osmond, M. Spasenović, A. Centeno, A. Pesquera, P. Godignon *et al.*, “Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons”, *Nature*, vol. 487, no. 7405, pp. 77–81, 2012.
- S. Chen, F. Fan, X. Wang, P. Wu, H. Zhang, et S. Chang, “Terahertz isolator based on nonreciprocal magneto-metasurface”, *Optics express*, vol. 23, no. 2, pp. 1015–1024, 2015.
- J. D. Cox et F. J. G. de Abajo, “Electrically tunable nonlinear plasmonics in graphene nanoislands”, *Nature communications*, vol. 5, 2014.
- G. Dolling, M. Wegener, C. M. Soukoulis, et S. Linden, “Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength”, *Optics letters*, vol. 32, no. 1, pp. 53–55, 2007.
- V. P. Drachev, U. K. Chettiar, A. V. Kildishev, H.-K. Yuan, W. Cai, et V. M. Shalaev, “The ag dielectric function in plasmonic metamaterials”, *Optics express*, vol. 16, no. 2, pp. 1186–1195, 2008.
- T. W. Ebbesen, H. Lezec, H. Ghaemi, T. Thio, et P. Wolff, “Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays”, *Nature*, vol. 391, no. 6668, pp. 667–669, 1998.
- T. Echtermeyer, L. Britnell, P. Jasnós, A. Lombardo, R. Gorbachev, A. Grigorenko, A. Geim, A. Ferrari, et K. Novoselov, “Strong plasmonic enhancement of photovoltage in graphene”, *Nature Communications*, vol. 2, p. 458, 2011.
- N. Fang, H. Lee, C. Sun, et X. Zhang, “Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens”, *Science*, vol. 308, no. 5721, pp. 534–537, 2005.
- Z. Fei, A. Rodin, G. Andreev, W. Bao, A. McLeod, M. Wagner, L. Zhang, Z. Zhao, M. Thiemens, G. Dominguez *et al.*, “Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging”, *Nature*, vol. 487, no. 7405, pp. 82–85, 2012.
- A. L. Fetter et J. D. Walecka, *Quantum theory of many-particle systems*. Courier Corporation, 2003.
- N. M. Gabor, J. C. Song, Q. Ma, N. L. Nair, T. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. S. Levitov, et P. Jarillo-Herrero, “Hot carrier-assisted intrinsic photoresponse in graphene”, *Science*, vol. 334, no. 6056, pp. 648–652, 2011.

- A. K. Geim et K. S. Novoselov, “The rise of graphene”, *Nature materials*, vol. 6, no. 3, pp. 183–191, 2007.
- D. J. Griffiths et E. G. Harris, *Introduction to quantum mechanics*. Prentice Hall New Jersey, 1995, vol. 2.
- A. Grigorenko, M. Polini, et K. Novoselov, “Graphene plasmonics”, *Nature photonics*, vol. 6, no. 11, pp. 749–758, 2012.
- F. Gunes, H. J. Shin, C. Biswas, G. H. Han, E. S. Kim, S. J. Chae, J. Y. Choi, et Y. H. Lee, “Layer-by-layer doping of few-layer graphene film”, *ACS Nano*, vol. 4, pp. 4595–4600, 2010.
- V. Gusynin et S. Sharapov, “Transport of dirac quasiparticles in graphene : Hall and optical conductivities”, *Physical Review B*, vol. 73, no. 24, p. 245411, 2006.
- V. Gusynin, V. Miransky, S. Sharapov, et I. Shovkovy, “Excitonic gap, phase transition, and quantum hall effect in graphene”, *Physical Review B*, vol. 74, no. 19, p. 195429, 2006.
- V. Gusynin, S. Sharapov, et J. Carbotte, “Magneto-optical conductivity in graphene”, *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 19, no. 2, p. 026222, 2007.
- , “On the universal ac optical background in graphene”, *New Journal of Physics*, vol. 11, no. 9, p. 095013, 2009.
- G. W. Hanson, “Dyadic green’s functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene”, *Journal of Applied Physics*, vol. 103, no. 6, p. 064302, 2008.
- E. Hwang et S. D. Sarma, “Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional graphene”, *Physical Review B*, vol. 75, no. 20, p. 205418, 2007.
- H. Hwang, Y. Iwasa, M. Kawasaki, B. Keimer, N. Nagaosa, et Y. Tokura, “Emergent phenomena at oxide interfaces”, *Nature materials*, vol. 11, no. 2, pp. 103–113, 2012.
- F. N. Ishikawa, H. Chang, K. Ryu, P. Chen, A. Badmaev, L. G. D. Arco, G. Shen, et C. Zhou, “Transparent electronics based on transfer printed aligned carbon nanotubes on rigid and flexible substrates”, *ACS Nano*, vol. 3, no. 1, pp. 73–79, 2009.
- M. Jablan, H. Buljan, et M. Soljačić, “Plasmonics in graphene at infrared frequencies”, *Physical review B*, vol. 80, no. 24, p. 245435, 2009.

- J. Jackson et R. K. Zia, “Classical electrodynamics”, *Physics Today*, vol. 30, no. 7, pp. 61–62, 2008.
- P. B. Johnson et R.-W. Christy, “Optical constants of the noble metals”, *Physical Review B*, vol. 6, no. 12, p. 4370, 1972.
- L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H. A. Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y. R. Shen *et al.*, “Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials”, *Nature nanotechnology*, vol. 6, no. 10, pp. 630–634, 2011.
- S. Ju, A. Facchetti, Y. Xuan, J. Liu, F. Ishikawa, P. Ye, C. Zhou, T. J. Marks, et D. B. Janes, “Fabrication of fully transparent nanowire transistors for transparent and flexible electronics”, *Nature Nanotechnology*, vol. 2, pp. 378–384, 2007.
- J. B. Khurgin et G. Sun, “In search of the elusive lossless metal”, *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 18, p. 181102, 2010.
- K. K. Kim, A. Reina, Y. Shi, H. Park, L. J. Li, Y. H. Lee, et J. Kong, “Enhancing the conductivity of transparent graphene films via doping”, *Nanotechnology*, vol. 21, no. 28, p. 285205, 2010.
- K. S. Kim, Y. Zhao, H. Jang, S. Y. Lee, J. M. Kim, K. S. Kim, J. Ahn, P. Kim, J. Choi, et B. H. Hong, “Large-scale pattern growth of graphene films for stretchable transparent electrodes”, *Nature Letters*, vol. 457, pp. 706–710, 2009.
- S. J. Koester et M. Li, “High-speed waveguide-coupled graphene-on-graphene optical modulators”, *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 17, p. 171107, 2012.
- L. Landau et E. Lifshitz, *Quantum Mechanics : Non-relativistic Theory : Translated from the Russian*, 1958.
- D. Langley, G. Giusti, C. Mayousse, C. Celle, D. Bellet, et J.-P. Simonato, “Flexible transparent conductive materials based on silver nanowire networks : a review”, *Nanotechnology*, vol. 24, no. 45, p. 452001, 2013.
- W. H. Lee, J. Park, S. H. Sim, S. B. Jo, K. S. Kim, B. H. Hong, et K. Cho, “Transparent flexible organic transistors based on monolayer graphene electrodes on plastic”, *Advanced Material*, vol. 23, pp. 1752–1756, 2011.
- T. Lewowski, “Photoelectron spectroscopy of thin discontinuous silver films deposited onto a sapphire substrate, near the percolation threshold”, *Thin solid films*, vol. 259, no. 1, pp.

53–58, 1995.

X. Li, Y. Zhu, W. Cai, M. Borysiak, B. Han, D. Chen, R. D. Piner, L. Colombo, et R. S. Ruoff, “Transfer of large-area graphene films for high-performance transparent conductive electrodes”, *Nano Letters*, vol. 9, pp. 4359–4363, 2009.

Z. Li, E. A. Henriksen, Z. Jiang, Z. Hao, M. C. Martin, P. Kim, H. Stormer, et D. N. Basov, “Dirac charge dynamics in graphene by infrared spectroscopy”, *Nature Physics*, vol. 4, no. 7, pp. 532–535, 2008.

M. Liu, X. Yin, E. Ulin-Avila, B. Geng, T. Zentgraf, L. Ju, F. Wang, et X. Zhang, “A graphene-based broadband optical modulator”, *Nature*, vol. 474, no. 7349, pp. 64–67, 2011.

M. Liu, X. Yin, et X. Zhang, “Double-layer graphene optical modulator”, *Nano letters*, vol. 12, no. 3, pp. 1482–1485, 2012.

Z. Liu, H. Lee, Y. Xiong, C. Sun, et X. Zhang, “Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited objects”, *science*, vol. 315, no. 5819, pp. 1686–1686, 2007.

S. A. Maier, *Plasmonics : fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media, 2007.

J. Marton et B. Jordan, “Optical properties of aggregated metal systems : interband transitions”, *Physical Review B*, vol. 15, no. 4, p. 1719, 1977.

D. Melville et R. Blaikie, “Super-resolution imaging through a planar silver layer”, *Optics Express*, vol. 13, no. 6, pp. 2127–2134, 2005.

S. Mikhailov et K. Ziegler, “New electromagnetic mode in graphene”, *Physical Review Letters*, vol. 99, no. 1, p. 016803, 2007.

T. Minami, “Transparent conducting oxide semiconductors for transparent electrodes”, *Semiconductor science and technology*, vol. 20, pp. 35–44, 2005.

T. Mueller, F. Xia, et P. Avouris, “Graphene photodetectors for high-speed optical communications”, *Nature Photonics*, vol. 4, no. 5, pp. 297–301, 2010.

K. Nagashio, T. Nishimura, et A. Toriumi, “Estimation of residual carrier density near the dirac point in graphene through quantum capacitance measurement”, *Applied Physics Letters*, vol. 102, no. 17, p. 173507, 2013.

- G. V. Naik, V. M. Shalaev, et A. Boltasseva, “Alternative plasmonic materials : beyond gold and silver”, *Advanced Materials*, vol. 25, no. 24, pp. 3264–3294, 2013.
- V. Nayyeri, M. Soleimani, et O. M. Ramahi, “Modeling graphene in the finite-difference time-domain method using a surface boundary condition”, *IEEE Trans. Antennas Propag*, vol. 61, no. 8, pp. 4176–4182, 2013.
- A. C. Neto, F. Guinea, N. Peres, K. S. Novoselov, et A. K. Geim, “The electronic properties of graphene”, *Reviews of modern physics*, vol. 81, no. 1, p. 109, 2009.
- K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. Dubonos, I. Grigorieva, et A. Firsov, “Electric field effect in atomically thin carbon films”, *science*, vol. 306, no. 5696, pp. 666–669, 2004.
- K. Novoselov, A. K. Geim, S. Morozov, D. Jiang, M. K. I. Grigorieva, S. Dubonos, et A. Firsov, “Two-dimensional gas of massless dirac fermions in graphene”, *nature*, vol. 438, no. 7065, pp. 197–200, 2005.
- R. Saito, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus *et al.*, *Physical properties of carbon nanotubes*. World Scientific, 1998, vol. 4.
- M. Shalaby, M. Peccianti, Y. Ozturk, et R. Morandotti, “A magnetic non-reciprocal isolator for broadband terahertz operation”, *Nature communications*, vol. 4, p. 1558, 2013.
- V. M. Shalaev, W. Cai, U. K. Chettiar, H.-K. Yuan, A. K. Sarychev, V. P. Drachev, et A. V. Kildishev, “Negative index of refraction in optical metamaterials”, *Optics letters*, vol. 30, no. 24, pp. 3356–3358, 2005.
- D. L. Sounas et C. Caloz, “Electromagnetic nonreciprocity and gyrotropy of graphene”, *Applied Physics Letters*, vol. 98, no. 2, pp. 021 911–021 911, 2011.
- , “Edge surface modes in magnetically biased chemically doped graphene strips”, *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 23, pp. 231 902–231 902, 2011.
- , “Gyrotropy and nonreciprocity of graphene for microwave applications”, *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. 60, no. 4, pp. 901–914, 2012.
- P. Tassin, T. Koschny, M. Kafesaki, et C. M. Soukoulis, “A comparison of graphene, superconductors and metals as conductors for metamaterials and plasmonics”, *Nature Photonics*, vol. 6, no. 4, pp. 259–264, 2012.

- S. Thongrattanasiri, I. Silveiro, et F. Javier García de Abajo, “Plasmons in electrostatically doped graphene”, *Applied Physics Letters*, vol. 100, no. 20, pp. 201 105–201 105, 2012.
- D. J. Thouless, *The quantum mechanics of many-body systems*. Courier Corporation, 2013.
- A. Vakil et N. Engheta, “Transformation optics using graphene”, *Science*, vol. 332, no. 6035, pp. 1291–1294, 2011.
- , “One-atom-thick reflectors for surface plasmon polariton surface waves on graphene”, *Optics Communications*, vol. 285, no. 16, pp. 3428–3430, 2012.
- B. Van Wees, H. Van Houten, C. Beenakker, J. G. Williamson, L. Kouwenhoven, D. Van der Marel, et C. Foxon, “Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas”, *Physical Review Letters*, vol. 60, no. 9, p. 848, 1988.
- P. R. Wallace, “The band theory of graphite”, *Physical Review*, vol. 71, no. 9, p. 622, 1947.
- P. R. West, S. Ishii, G. V. Naik, N. K. Emani, V. M. Shalaev, et A. Boltasseva, “Searching for better plasmonic materials”, *Laser & Photonics Reviews*, vol. 4, no. 6, pp. 795–808, 2010.
- Z. Yu et S. Fan, “Complete optical isolation created by indirect interband photonic transitions”, *Nature photonics*, vol. 3, no. 2, pp. 91–94, 2009.
- Y.-J. Zhao, K.-L. Wu, et K.-K. Cheng, “A compact 2D full-wave finite-difference frequency-domain method for general guided wave structures”, *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. 50, no. 7, pp. 1844–1848, 2002.
- Y. Zhou, X. Xu, H. Fan, Z. Ren, J. Bai, et L. Wang, “Tunable magnetoplasmons for efficient terahertz modulator and isolator by gated monolayer graphene”, *Physical Chemistry Chemical Physics*, vol. 15, no. 14, pp. 5084–5090, 2013.
- Y. Zhu, Z. Sun, Z. Yan, Z. Jin, et J. M. Tour, “Rational design of hybrid graphene films for high-performance transparent electrodes”, *ACSNano*, vol. 5, no. 8, pp. 6472–6479, 2011.

ANNEXE A: ARTICLE 1: NON-RECIPROCAL MAGNETOPLASMON GRAPHENE COUPLER

Nima Chamanara,^{1*} Dimitrios Sounas,² and Christophe Caloz¹

¹*Poly-Grames Research Center, École Polytechnique de Montréal,
Montréal, Québec H3T 1J4, Canada.*

²*Department of Electrical and Computer Engineering, The University of Texas at Austin, Austin,
Texas 78712, USA.*

[*nima.chamanara@polymtl.ca](mailto:nima.chamanara@polymtl.ca)

Abstract: The non-reciprocity of the edge magnetoplasmon modes of a graphene strip is leveraged to design a non-reciprocal magnetoplasmon graphene coupler, coupling only in one direction. The proposed coupler consists of two coplanar parallel magnetically biased graphene strips. In the forward direction, the modes along the adjacent strip edges of the strips have the same wavenumber and therefore couple to each other. In the backward direction, the modes along the adjacent strip edges have different wavenumbers and therefore no coupling occurs.

© 2015 Optical Society of America

OCIS codes: (220.0220) Optical design and fabrication, (000.3110) Instruments, apparatus, and components common to the sciences.

References

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov, "Electric field effect in atomically thin carbon films," *Science* **306**, 666–669 (2004).
2. A. K. Geim and K. S. Novoselov, "The rise of graphene," *Nature Materials* **6**, 183–191 (2007).
3. A. H. C. Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, and A. K. Geim, "The electronic properties of graphene," *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109–162 (2009).
4. A. N. Grigorenko, M. Polini, and K. S. Novoselov, "Graphene plasmonics," *Nat. Photon.* **6**, 7490758 (2012).
5. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, "New electromagnetic mode in graphene," *Phys. Rev. Lett.* **99**, 016803 (2007).
6. G. W. Hanson, "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene," *J. Appl. Phys.* **103**, 064302 (2008).
7. I. Crassee, M. Orlita, M. Potemski, A. L. Walter, M. Ostler, T. Seyller, I. Gaponenko, J. Chen, and A. B. Kuzmenko, "Intrinsic terahertz plasmons and magnetoplasmons in large scale monolayer graphene," *Nano Lett.* **12**, 2470–2474 (2012).
8. A. Vakil and N. Engheta, "Transformation optics using graphene," *Science* **332**, 1291–1294 (2011).
9. J. Chen *et al.*, "Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons," *Nature* (2012).
10. Z. Fei *et al.*, "Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging," *Nature* (2012).
11. T. Echtermeyer, L. Britnell, P. Jasnós, A. Lombardo, R. Gorbachev, A. Grigorenko, A. Geim, A. Ferrari, and K. Novoselov, "Strong plasmonic enhancement of photovoltage in graphene," *Nat. Commun.* **2** (2011).
12. T. Mueller, F. Xia, and P. Avouris, "Graphene photodetectors for high-speed optical communications," *Nat. Photon.* **4**, 297–301 (2010).
13. N. M. Gabor, J. C. W. Song, Q. Ma, N. L. Nair, T. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. S. Levitov, and P. Jarillo-Herrero, "Hot carrier-assisted intrinsic photoresponse in graphene," *Science* **334**, 648–652 (2011).
14. A. Vakil and N. Engheta, "One-atom-thick reflectors for surface plasmon polariton surface waves on graphene," *Optics Communications* **285**, 3428 – 3430 (2012).
15. S. Thongrattanasiri, I. Silveiro, and F. J. G. de Abajo, "Plasmons in electrostatically doped graphene," *Appl. Phys. Lett.* **100**, 201105 (2012).
16. N. Chamanara, D. Sounas, T. Szkopek, and C. Caloz, "Optically transparent and flexible graphene reciprocal and nonreciprocal microwave planar components," *IEEE Microw. Wireless Comp. Lett.* **22**, 360–362 (2012).
17. D. L. Sounas and C. Caloz, "Gyrotropy and non-reciprocity of graphene for microwave applications," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **60**, 901–914 (2012).
18. D. L. Sounas and C. Caloz, "Electromagnetic non-reciprocity and gyrotropy of graphene," *Appl. Phys. Lett.* **98**, 021 911:1Ü3 (2011).
19. D. L. Sounas, H. S. Skulason, H. V. Nguyen, A. Guermoune, M. Siaj, T. Szkopek, and C. Caloz, "Faraday rotation in magnetically-biased graphene at microwave frequencies," (2013), under review.
20. D. L. Sounas and C. Caloz, "Edge surface modes in magnetically biased chemically doped graphene strips," *Appl. Phys. Lett.* **99**, 231 902:1Ü3 (2011).

21. E. G. Mishchenko, A. V. Shytov, and P. G. Silvestrov, “Guided plasmons in graphene p - n junctions,” *Phys. Rev. Lett.* **104**, 156806 (2010).
 22. Y. Zhao, K. Wu, and K. M. Cheng, “A compact 2-D full-wave finite-difference frequency-domain method for general guided wave structures,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50**, 1844–1848 (2002).
 23. A. Ishimaru, *Electromagnetic Wave Propagation, Radiation, and Scattering* (Prentice Hall, 1991).
 24. S. Bae *et al.*, “Roll-to-roll production of 30-inch graphene films for transparent electrodes,” *Nature Nanotechnology* **5**, 574–578 (2010).
 25. F. Gunes, H. J. Shin, C. Biswas, G. H. Han, E. S. Kim, S. J. Chae, J. Y. Choi, and Y. H. Lee, “Layer-by-layer doping of few-layer graphene film,” *ACS Nano* **4**, 4595–4600 (2010).
 26. Y. Zhu, Z. Sun, Z. Yan, Z. Jin, and J. M. Tour, “Rational design of hybrid graphene films for high-performance transparent electrodes,” *ACS Nano* **5**, 6472–6479 (2011).
-

1. Introduction

Graphene, a one atom thick carbon layer material, has spurred huge research interest since it was first produced in 2004 [1–3], owing to its unique properties, such as high mobility, ambipolarity and half integer quantum Hall effect [2, 3]. In the area of plasmonics, graphene has been shown to exhibit unique properties, such the capability of supporting both TE and TM plasmons [4–8], gate tunability [9, 10] and has been extensively investigated as a candidate towards the realization of enhanced and novel plasmonic devices [4, 11–15]. Moreover, when it is biased by a perpendicular magnetic field, it exhibits gyrotropic and non-reciprocal properties, which have been recently investigated at microwave, terahertz and optical frequencies [16–20].

A magnetically biased graphene strip supports edge and bulk magnetoplasmons with non-reciprocal properties [20, 21]. This non-reciprocity can be exploited in the design of novel non-reciprocal plasmonic devices. In this paper, we propose a non-reciprocal magnetoplasmon graphene coupler, whose operation is based on the non-reciprocity of the edge magnetoplasmons of magnetically biased graphene strips. The proposed structure exhibits coupling in the forward direction, whereas coupling is prohibited in the backward direction. The structure is simulated using the 2D finite difference frequency domain (FDFD) technique [22] where graphene is modeled as a zero-thickness 2D conductive sheet with a conductivity tensor following the Drude model [16]. In Sec. 2, the nonreciprocity of the edge magnetoplasmon modes in a magnetically biased graphene strip is discussed. The coupler structure is introduced and analyzed in Sec. 3.

2. Magnetoplasmons in a graphene strip

A graphene strip supports an infinite number of 2D-bulk modes and two almost degenerate symmetrical and anti-symmetrical edge modes. When magnetically biased, the degeneracy of the two edge modes is lifted and these edge modes exhibit different dispersions. The slow-wave factor and loss of the edge and bulk magnetoplasmons of a magnetically biased graphene strip are plotted in Fig. 1. The edge modes are represented in red and the bulk modes in blue. The dashed curves correspond to the dispersion curves of an infinite graphene sheet. The corresponding electric field patterns for different modes are shown in Fig. 2. The edge modes propagating along the right and left edges of the strip have opposite right and left handed circular polarizations, as shown in Fig. 3. In magnetically biased graphene, which exhibits the conductivity tensor $\bar{\sigma} = \sigma_d(\hat{x}\hat{x} + \hat{z}\hat{z}) + \sigma_o(\hat{x}\hat{z} - \hat{z}\hat{x})$, where σ_d and σ_o are the diagonal and off-diagonal conductivities, respectively, the right and left-hand circularly polarized waves see different scalar conductivities, $\sigma_d + j\sigma_o$ and $\sigma_d - j\sigma_o$, respectively. Therefore, the two edge modes exhibit different dispersions, as observed in Fig. 1.

The loss of the edge modes and the first two bulk modes of a magnetically biased graphene strip is shown in Fig. 1(b). At frequencies close to cut-off, the loss becomes maximum, as in all conventional waveguides (the first mode shows a similar trend at lower frequencies). This is the result of the zigzagging propagation of the modes between the edges of the strip and the increase of the deviation angle from the strip axis as frequency decreases [20].

The electric field patterns for the magnetoplasmon modes of the structure in Fig. 1 are shown in the top and bottom rows of Fig. 2 for the forward ($+z$) and backward ($-z$) directions, respectively. The edge modes propagating on the same edge [(1⁺ and 2⁻) or (2⁺ and 1⁻)] have different dispersions, i.e. the edge modes propagating on the same edge have different phase velocities. This non-reciprocity can be used to realize novel non-reciprocal plasmonic devices, like non-reciprocal plasmonic phase shifters [20], isolators and couplers. In the next section, we exploit this non-reciprocity to design a non-reciprocal magnetoplasmon coupler which exhibits coupling only in one direction of propagation, while it prohibits coupling in the opposite direction.

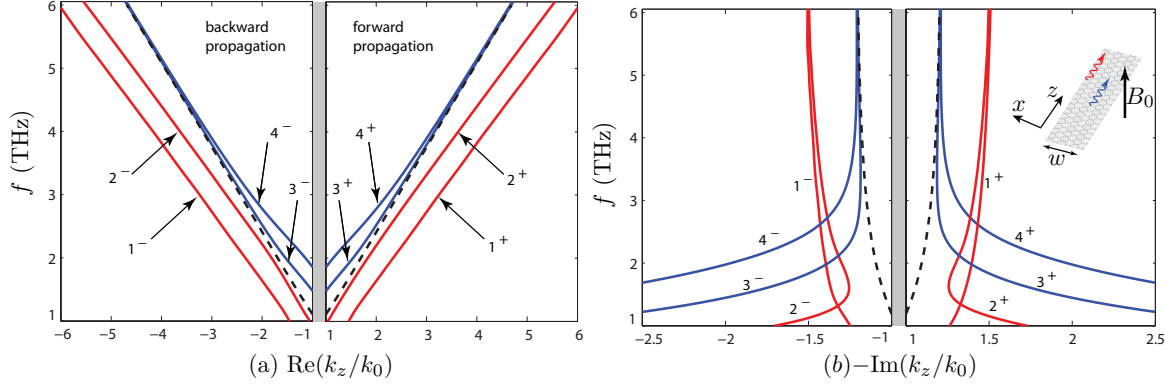


Figure 1. Slow-wave factor and loss for a graphene strip with parameters $w = 100 \mu\text{m}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and $B_0 = 1 \text{ T}$. Edge modes are plotted in red and bulk modes in blue. The dashed curve shows the dispersion for an infinite graphene sheet with the same parameters. The gray area corresponds to the light cone.

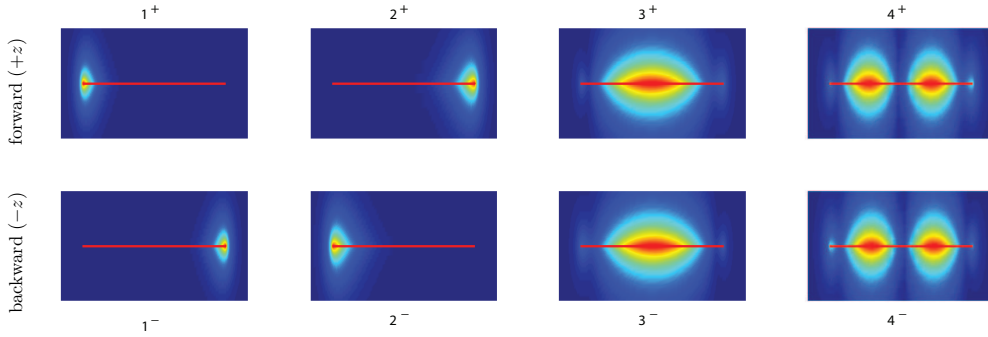


Figure 2. Electric field magnitude for the bulk and edge modes of the graphene strip in Fig. 1.

3. Non-reciprocal magnetoplasmon coupler

Figure 4 shows the configuration of the proposed edge-coupled coplanar nonreciprocal magnetoplasmon coupler. The structure is biased by a magnetic static field perpendicular to the plane of the strips. The two strips are chemically doped with different levels of doping. If the conductivity is tuned in a way that the two edge modes propagating along the adjacent edges (the inner edges of the structure) have similar dispersion properties in the forward ($+z$) direction, these two modes are phase matched and hence couple to each other, as illustrated in Fig. 4(a). In contrast, for propagation in the opposite direction ($-z$), the corresponding modes have different dispersions due to the non-symmetric dispersion of the edge modes and therefore do not couple, as illustrated in Fig. 4(b).

Figure 5 shows the dispersion curves for the edge and bulk magnetoplasmon modes of two (separate) graphene strips, that will be later combined to form a non-reciprocal coupler. The solid curves show the dispersion curves for the magnetoplasmons of a graphene strip with carrier density $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. This strip is tuned to be the right-hand strip of the coupler. The dashed curves show the dispersion curves for a graphene strip with carrier density $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. This strip is tuned to be the left-hand strip of the coupler. The coupler is designed to operate in the 4–6 THz frequency range. The edge modes are shown in red and the bulk modes in blue. In Fig. 5(a), it is seen that the phase velocity of the modes $R1^+$ of the right strip and $L2^+$ of the left strip are matched in the region indicated by the right ellipse. In Fig. 6, different combinations of edge modes are shown. We see that for the forward ($+z$) propagation, mode $R1^+$ propagates on the left edge of the right strip and mode $L2^+$ propagates on the right edge of the left strip (red box). Therefore, if the strips are placed close enough to each other, these two modes satisfy the proper conditions

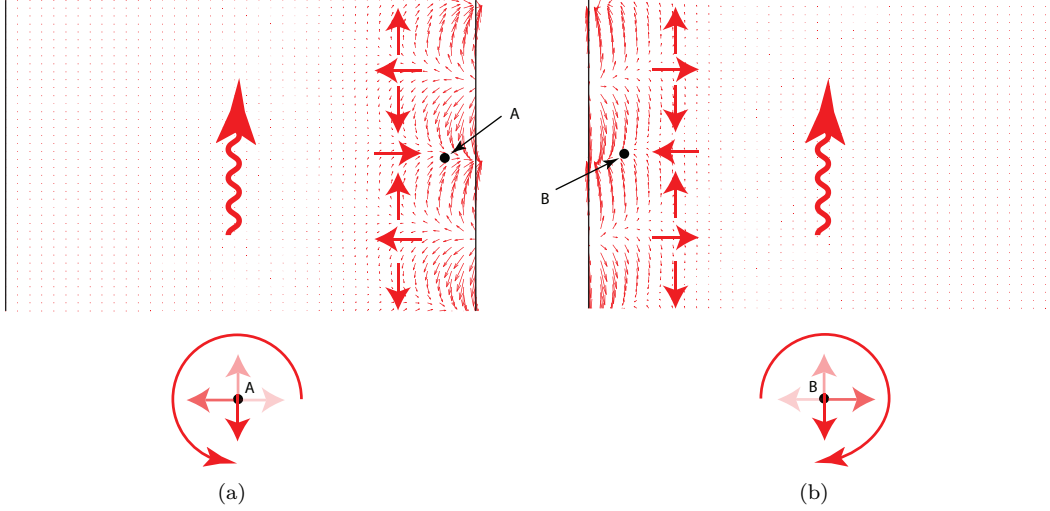


Figure 3. Electric field on the graphene strip for the edge modes propagating on the right and left edges. (a) Point A on the right edge sees a counter clockwise rotating electric field as the wave (mode 2^+) propagates along the graphene strip. (b) Point B on the left edge sees a clockwise rotating electric field as the wave (mode 1^+) propagates along the graphene strip.

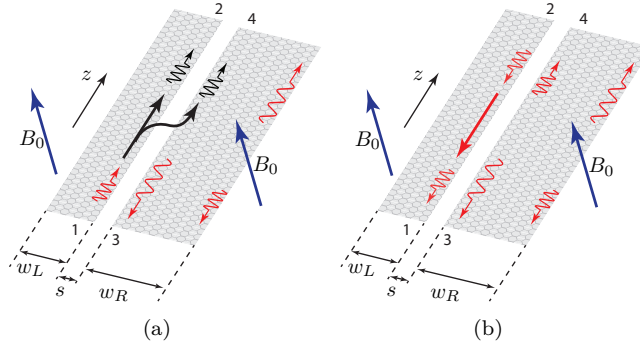


Figure 4. Non reciprocal plasmonic coupler, consisting of two parallel graphene plasmonic waveguides. Both waveguides are biased with a magnetostatic field perpendicular to their plane. (a) Feeding through port 1. (b) Feeding through port 2.

for coupling, which will be verified in simulation results.

For the backward direction ($-z$), the situation is different. In this case, referring to Fig. 5(a), the modes with matching wave numbers (emphasized by the left ellipse) are $R1^-$ and $L2^-$. However, referring to Fig. 6 for backward propagation, we see that these modes are propagating on the opposite (far) edges of the two strips (green box) and therefore can not couple. The modes propagating on the near edges of the strips for the backward direction are $R2^-$ and $L1^-$ (blue box). However, referring to Fig. 5(a), these modes have different dispersions (marked with small circles) and therefore can not couple.

The coupler structure is simulated in Fig. 7, with the two strips having a separation of $s = 2 \mu\text{m}$. The mode coupling is seen in the field patterns for the forward ($+z$) and backward ($-z$) directions shown in Fig. 8. In the forward direction, modes $R1^+$ and $L2^+$ of Fig. 5(a) couple, their dispersion curves (shown in black) change and they form a symmetrical (S^+) and an anti-symmetrical (A^+) mode (black curves in Fig. 7). The electric field pattern for these symmetrical and anti-symmetrical modes is shown in Fig. 8(a) for the forward propagation. Figure 9 shows the transverse electric vectorial fields for these two modes, whose symmetry and anti-symmetry are clearly apparent.

In the backward ($-z$) direction, the modes $R2^-$ and $L1^-$ propagating on the near edges, do not couple,

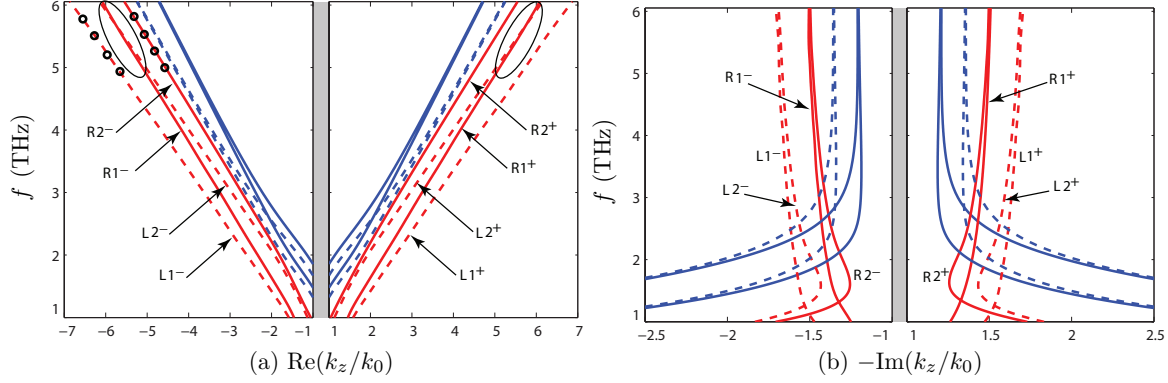


Figure 5. Dispersion curves for edge (red) and bulk (blue) modes of two isolated graphene strips with different parameters. The solid curves show the slow-wave factor and loss for a graphene strip with parameters $w = 100 \mu\text{m}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and $B_0 = 1 \text{ T}$. The dashed curves show the slow-wave factor and loss for a graphene strip with parameters $w = 100 \mu\text{m}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and $B_0 = 1 \text{ T}$. Phase matched regions are emphasized by ellipses.

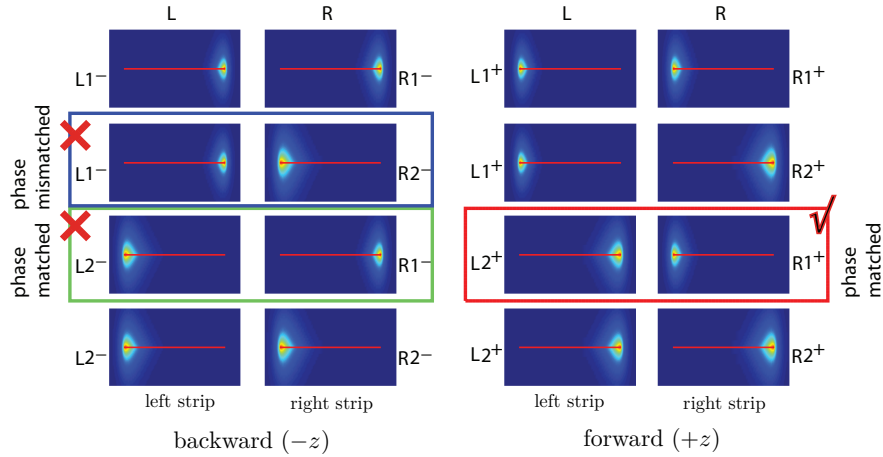


Figure 6. Electric field magnitude for the edge modes of the graphene strips of Fig. 5 showing different possible scenarios when they are placed side by side. The right strip has the parameters $w = 100 \mu\text{m}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and $B_0 = 1 \text{ T}$. The left strip has the parameters $w = 100 \mu\text{m}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and $B_0 = 1 \text{ T}$.

because they are phase mismatched. The electric field patterns for these modes are shown in Fig. 8(b) for the backward propagation, showing two decoupled modes.

The dispersion curves for the bulk modes of the coupler in Fig. 7 are relatively unchanged, compared to the dispersion curves of the bulk modes of each strips, shown in Fig. 5. This is because the bulk modes are propagating inside their respective strips and therefore only weakly couple with the modes of the other strip.

Assume now that the structure is excited at port 1 (Fig. 4) with a transverse electric field $\mathbf{E}_1(x, y) = \mathbf{E}_{L2+}(x, y)$. Neglecting the bulk modes, which do not contribute to coupling, the transverse electric field along the structure is given by

$$\mathbf{E}_1(x, y, z) = a_A \mathbf{E}_A(x, y) e^{-j\beta_A z} + a_S \mathbf{E}_S(x, y) e^{-j\beta_S z} \quad (1)$$

where

$$a_A = \iint \mathbf{E}_{L2+}^t(x, y) \cdot \mathbf{E}_A^t(x, y) dx dy, \quad (2a)$$

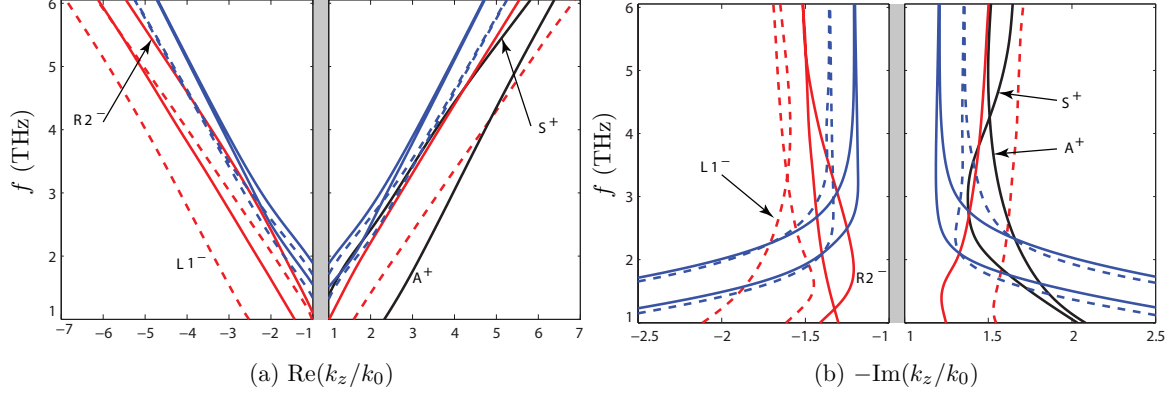


Figure 7. Dispersion curves of the edge and bulk modes of the graphene plasmonic coupler of Fig. 4 for the forward and backward propagation with parameters $w_R = 100 \mu\text{m}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $n_s = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ and $B_0 = 1 \text{ T}$ for the right strip, and $w_L = 100 \mu\text{m}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $n_s = 8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ and $B_0 = 1 \text{ T}$ for the left strip and spacing $s = 2 \mu\text{m}$.

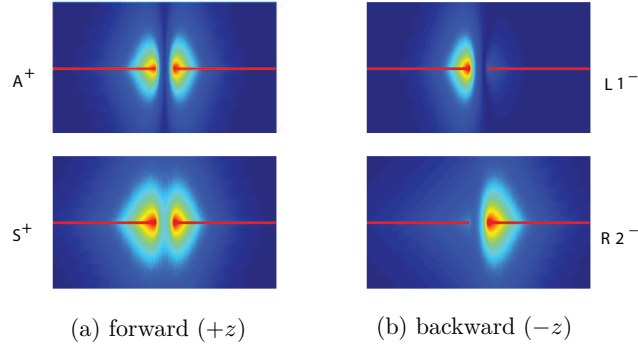


Figure 8. Electric field magnitude for the edge modes of the coupler of Fig. 4 propagating on the near edges of the strips at the frequency $f = 6 \text{ THz}$. (a) Forward direction. The edge modes couple and give two coupled symmetrical and anti-symmetrical modes. (b) backward direction. The modes do not couple.

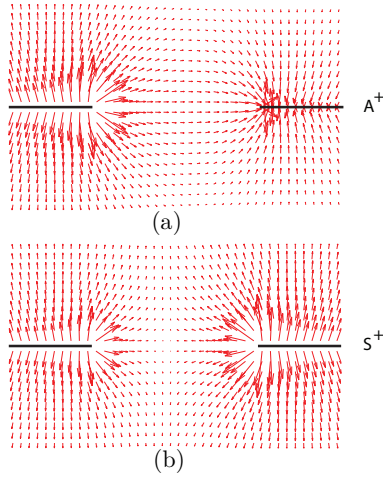


Figure 9. Transverse electric field vector plot. (a) anti-symmetrical, (b) symmetrical.

$$a_S = \iint \mathbf{E}_{L2+}^t(x, y) \cdot \mathbf{E}_S^t(x, y) dx dy, \quad (2b)$$

with all the fields appropriately normalized. The integrals are taken over the transverse plane. The output electric fields at ports 2 and 4 (Fig. 4) for a coupler of length l are then $a_2^+(l)\mathbf{E}_{L2+}(x, y)$ and $a_4^+(l)\mathbf{E}_{R1+}(x, y)$ [see Figs. 5(a) and 6], where

$$a_2^+(l) = a_A e^{-j\beta_A l} \iint \mathbf{E}_{L2+}^t(x, y) \cdot \mathbf{E}_A^t(x, y) dx dy + a_S e^{-j\beta_S l} \iint \mathbf{E}_{L2+}^t(x, y) \cdot \mathbf{E}_S^t(x, y) dx dy, \quad (3a)$$

$$a_4^+(l) = a_A e^{-j\beta_A l} \iint \mathbf{E}_{R1+}^t(x, y) \cdot \mathbf{E}_A^t(x, y) dx dy + a_S e^{-j\beta_S l} \iint \mathbf{E}_{R1+}^t(x, y) \cdot \mathbf{E}_S^t(x, y) dx dy. \quad (3b)$$

Here subscripts A and S refer to anti-symmetrical and symmetrical modes, respectively. The difference in the wave numbers β_A and β_S causes the energy to be periodically transferred between the two edges [23]. The coherence length, corresponding to the shortest distance of maximal power transfer from port 1 to port 4, is found by plotting $a_2^+(l)$ and $a_4^+(l)$ using (3a) and (3b), respectively, versus l .

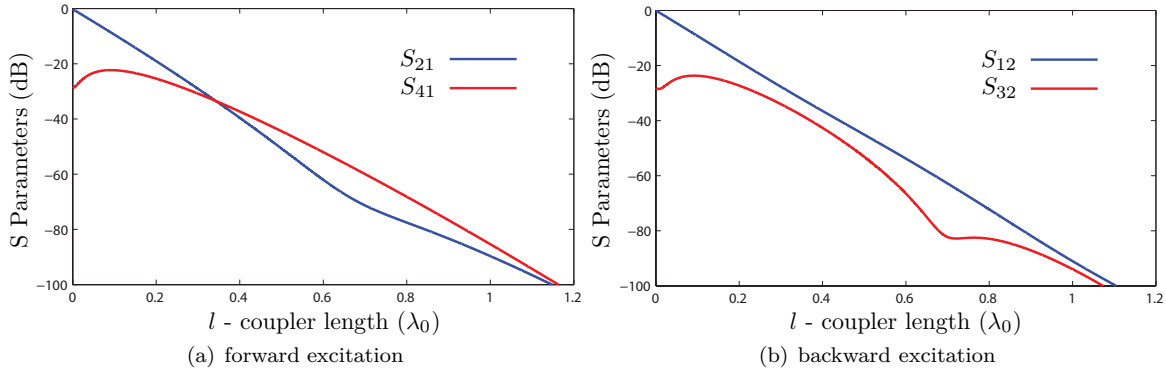


Figure 10. Output powers at the through and coupled ports when the coupler is excited (a) at port 1, (b) at port 2. λ_0 is the free space wavelength.

The output powers at ports 2 and 4 of the coupler are plotted in Fig. 10. Figure 10(a) shows the forward coupling, where the coupler is excited at port 1, showing the power at through (port 2) and coupled (port 4) ports for different coupler lengths. Figure 10(b) shows the backward coupling, when the coupler is excited at port 2, plotting the power at through and coupled ports (ports 1 and 3) for different coupler lengths. It is seen in Fig. 10(a) that the power is gradually transferred to port 4 and exceeds the power at port 2 between $l = 0.5\lambda_0$ and $l = 1.2\lambda_0$. Although a relatively high carrier density is used in the coupler, loss exceeds 60 dB, which seems prohibitive for practical purposes. However, lower sheet resistances than the $230 \Omega/\square$ used in the simulation have been reported in the literature. Nitric acid doping of graphene can provide a sheet resistance of $150 \Omega/\square$ [24], the layer by layer doping method provides a sheet resistance of $50 \Omega/\square$ [25], a 4-layer nitric acid doped graphene with a sheet resistance of $30 \Omega/\square$ was reported in [24] and a hybrid graphene-metallic nanogrid structure exhibiting a record sheet resistance of $3 \Omega/\square$ was reported in [26]. Figure 11 shows the coupling performance of the coupler for sheet resistances of $80 \Omega/\square$, $30 \Omega/\square$ and $15 \Omega/\square$.

Figure 11(a) shows the power transferred to the through and coupled ports (ports 2 and 4, respectively) when the coupler is excited at port 1. It is seen that using lower resistance graphene strips in the coupler dramatically improves the coupling performance. For a coupler of length $l = 0.7\lambda_0$, a $15 \Omega/\square$ sheet resistance can provide a coupling of -3 dB in the forward direction and an isolation of 30 dB in the backward direction.

4. Conclusions

A non-reciprocal graphene magnetoplasmon coupler has been proposed and analyzed. The coupler consists of two coplanar parallel magnetically biased graphene strips. Its operation principle is based on the non-reciprocity of the edge magnetoplasmon modes of a graphene strip. For a properly designed coupler, it was shown that the edge modes propagating in the forward direction can be tuned to be phase matched so as to couple. In the backward propagation direction however, the edge modes have different dispersions and do

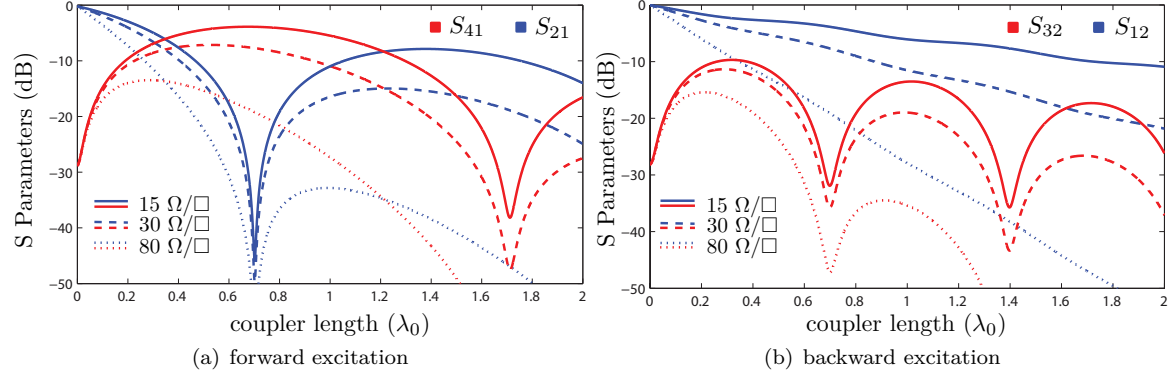


Figure 11. Output powers for couplers with low resistance graphene strips at the through and coupled ports when the coupler is excited (a) at port 1, (b) at port 2.

not couple. The conductivity was shown to be very critical for proper coupling. For a practical non-reciprocal magnetoplasmon coupler, graphene strips with sheet resistances as low as $15 \Omega/\square$ is required.

ANNEXE B : ARTICLE 2 : TERAHERTZ MAGNETOPLASMON ENERGY CONCENTRATION AND SPLITTING IN GRAPHENE PN JUNCTIONS

Nima Chamanara,^{1*} Dimitrios Sounas,² Thomas Szkopek³
and Christophe Caloz¹

¹*Poly-Grames Research Center, École Polytechnique de Montréal,
Montréal, Québec H3T 1J4, Canada.*

²*Department of Electrical and Computer Engineering, The University of Texas at Austin, Austin,
Texas 78712, USA.*

³*Department of Electrical and Computer Engineering, McGill University,
Montréal, Québec H3A 2A7, Canada.*

**nima.chamanara@polymtl.ca*

Abstract: Terahertz plasmons and magnetoplasmons propagating along electrically and chemically doped graphene p-n junctions are investigated. It is shown that such junctions support non-reciprocal magnetoplasmonic modes which get concentrated at the middle of the junction in one direction and split away from the middle of the junction in the other direction under the application of an external static magnetic field. This phenomenon follows from the combined effects of circular birefringence and carrier density non-uniformity. It can be exploited for the realization of plasmonic isolators.

© 2015 Optical Society of America

OCIS codes: (220.0220) Optical design and fabrication; (000.3110) Instruments, apparatus; and components common to the sciences.

References

1. K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S. V. Dubonos, I. V. Grigorieva, and A. A. Firsov, "Electric field effect in atomically thin carbon films," *Science* **306**, 666–669 (2004).
2. A. K. Geim and K. S. Novoselov, "The rise of graphene," *Nature Materials* **6**, 183–191 (2007).
3. A. N. Grigorenko, M. Polini, and K. S. Novoselov, "Graphene plasmonics," *Nat. Photon.* **6**, 7490758 (2012).
4. S. A. Mikhailov and K. Ziegler, "New Electromagnetic Mode in Graphene," *Phys. Rev. Lett.* **99**, 016803 (2007).
5. G. W. Hanson, "Dyadic Green's functions and guided surface waves for a surface conductivity model of graphene," *J. Appl. Phys.* **103**, 064302 (2008).
6. I. Crassee, M. Orlita, M. Potemski, A. L. Walter, M. Ostler, T. Seyller, I. Gaponenko, J. Chen, and A. B. Kuzmenko, "Intrinsic terahertz plasmons and magnetoplasmons in large scale monolayer graphene," *Nano Letters* **12**, 2470–2474 (2012).
7. A. Vakil and N. Engheta, "Transformation Optics Using Graphene," *Science* **332**, 1291–1294 (2011).
8. P. G. Silvestrov and K. B. Efetov, "Charge accumulation at the boundaries of a graphene strip induced by a gate voltage: Electrostatic approach," *Phys. Rev. B* **77**, 155436 (2008).
9. E. G. Mishchenko, A. V. Shytov, and P. G. Silvestrov, "Guided Plasmons in Graphene *p-n* Junctions," *Phys. Rev. Lett.* **104**, 156806 (2010).
10. S. Thongrattanasiri, I. Silveiro, and F. J. G. de Abajo, "Plasmons in electrostatically doped graphene," *Appl. Phys. Lett.* **100**, 201105 (2012).
11. I. Petković, F. I. B. Williams, K. Bennaceur, F. Portier, P. Roche, and D. C. Glatli, "Carrier Drift Velocity and Edge Magnetoplasmons in Graphene," *Phys. Rev. Lett.* **110**, 016801 (2013).
12. T. Echtermeyer, L. Britnell, P. Jasnós, A. Lombardo, R. Gorbachev, A. Grigorenko, A. Geim, A. Ferrari, and K. Novoselov, "Strong plasmonic enhancement of photovoltage in graphene," *Nat. Commun.* **2**, 458 (2011).
13. T. Mueller, F. Xia, and P. Avouris, "Graphene photodetectors for high-speed optical communications," *Nat. Photon.* **4**, 297–301 (2010).
14. N. M. Gabor, J. C. W. Song, Q. Ma, N. L. Nair, T. Taychatanapat, K. Watanabe, T. Taniguchi, L. S. Levitov, and P. Jarillo-Herrero, "Hot carrier-assisted intrinsic photoresponse in graphene," *Science* **334**, 648–652 (2011).
15. N. Chamanara, D. Sounas, and C. Caloz, "Non-reciprocal magnetoplasmon graphene coupler," *Opt. Express* **21**, 11248–11256 (2013).
16. D. L. Sounas and C. Caloz, "Edge surface modes in magnetically biased chemically doped graphene strips," *Appl. Phys. Lett.* **99**, 231 902:1–3 (2011).

17. Y. Zhao, K. Wu, and K. M. Cheng, "A Compact 2-D Full-Wave Finite-Difference Frequency-Domain Method for General Guided Wave Structures," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50**, 1844–1848 (2002).
 18. V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, and J. P. Carbotte, "Magneto-optical conductivity in graphene," *Journal of Physics: Condensed Matter* **19**, 026222 (2007).
 19. V. P. Gusynin, S. G. Sharapov, and J. P. Carbotte, "On the universal ac optical background in graphene," *New Journal of Physics* **11**, 095013 (2009).
 20. D. M. Pozar, *Microwave engineering*, 3rd ed. (Danvers, MA: Wiley, 2005).
 21. D. Jalas, A. Petrov, M. Eich, W. Freude, S. Fan, Z. Yu, and H. Renner, "What is and what is not an optical isolator," *Nature Photonics* **7**, 579–582 (2013).
-

1. Introduction

The linear band structure, tunability and ambipolarity of graphene [1,2] have recently opened up new horizons in the area of plasmonics. These fundamental properties lead to unique plasmonic phenomena, such as the existence of both TE and TM plasmons [3–7] and voltage tunable plasmonic modes [8–11]. These modes have been recently investigated towards the realization of various enhanced plasmonic devices [3,7,10,12–16].

Using electrical gating, one can modify and tune the charge profile to generate useful modes on graphene structures. For instance, one can obtain regions with opposite carrier types on a graphene strip by applying a tangential transverse electric field across it so as to create a p-n junction. In [9], it was theoretically shown at zero temperature that such a junction supports localized plasmonic and magnetoplasmonic modes with the magnetoplasmonic modes existing only for one direction of propagation (the modes in the other direction being cut off) in the limit of a very high magnetic bias field.

Allowing non-zero temperatures leads to the excitation of thermal carriers, which induce non-zero conductivity at the center of the junction and hence affects the electromagnetic field distribution across the strip. Moreover, allowing arbitrary magnetic bias fields leads to the existence of a circular birefringence regime where magnetoplasmonic modes exist in the two propagation directions but exhibit very different distributions, one being concentrated at the center of the junction and the other one being split away from it. This paper reveals these non-reciprocal phenomena and proposes isolator devices based on them.

The magnetoplasmonic modes are computed by numerically solving Maxwell equations for the graphene strip with exact non-uniform carrier densities in the Kubo conductivity, which properly captures the quantized Landau regime prevailing near the center of the junction. Two types of doping are considered and compared: doping by a transverse electric field and chemical doping, represented in Figs. 1(a) and 1(b), respectively. The corresponding structures are analyzed with the 2D finite difference frequency domain technique (FDFD) [17], where graphene is modeled as a zero-thickness conductive sheet with a conductivity tensor given by the Kubo formula [18,19]. Adaptive mesh refinement is used around the edges and small features for better accuracy.

2. Magnetoplasmon Energy Concentration and Splitting in Graphene p-n Junctions

2.1. Electrically Doped Graphene

First consider the electrically doped graphene structure [Fig.1(a)]. A transverse electric field applied tangentially to the graphene strip creates a non-uniform carrier density and therefore a non-uniform conductivity across the strip. The net charge profile can be found by solving the integral equation

$$\int_{-w/2}^{w/2} \rho(x', y') G(x, y; x', y') dx' - E_0 x = 0, \quad (1a)$$

with

$$-w/2 \leq x \leq w/2, \quad y = 0, \quad y' = 0, \quad (1b)$$

for the net charge density $\rho(x', y')$, where $G(x, y; x', y') = \frac{-1}{2\pi\epsilon_0} \ln \sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2}$ is the 2D free-space Green function for the Poisson equation and E_0 is the applied electrostatic field. The resulting net carrier density, $n_{\text{net}} = n - p$, where n and p are the electron and hole densities, respectively, is plotted in Fig. 2 along with the electric potential for a graphene strip of width $w = 50 \mu\text{m}$. Different carrier types symmetrically appear at the opposite sides of the strip, which results in the formation of a p-n junction at the center of the strip.

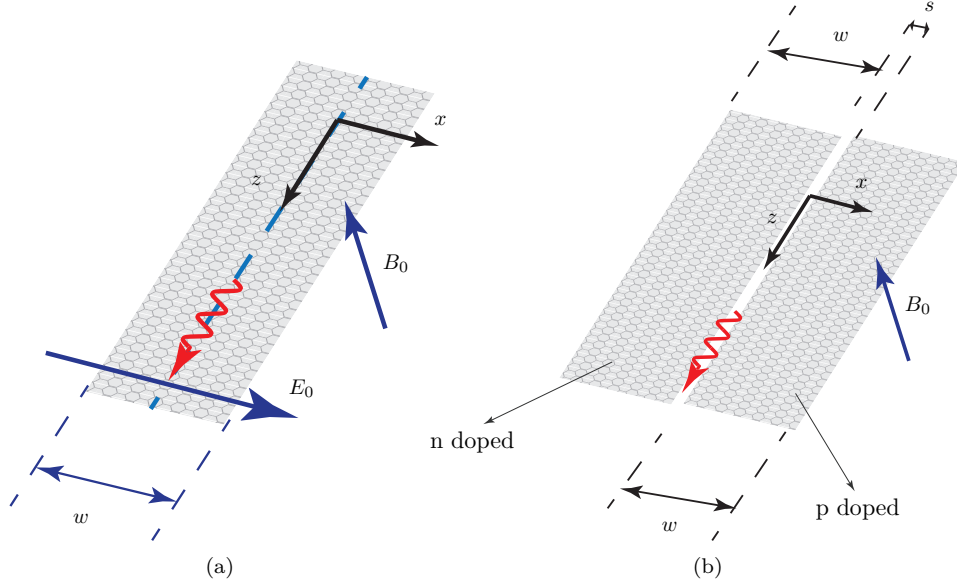


Figure 1. (a) Electrically and (b) chemically doped graphene p-n junctions.

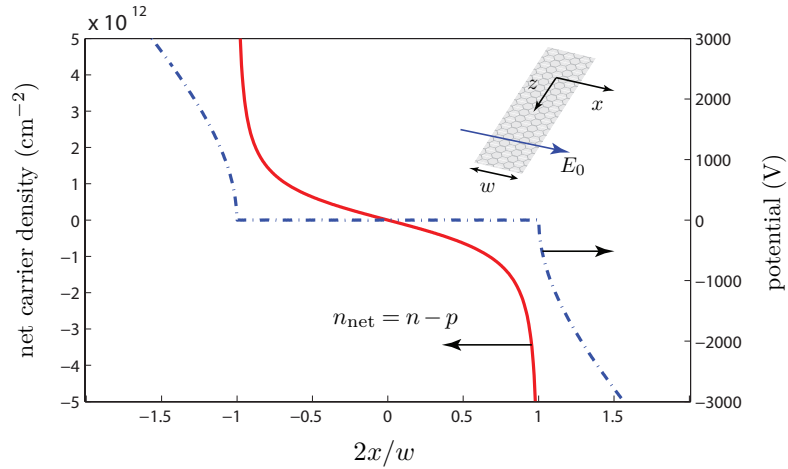


Figure 2. Net carrier density and electric potential for a graphene strip doped with an electric field; $w = 50 \mu\text{m}$ and $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$.

The chemical potential (μ_c) and the electron and hole densities are found from n_{net} by numerically solving the equation

$$n_{\text{net}} = \int_0^\infty f_d(E, \mu_c) N(E) dE - \int_{-\infty}^0 [1 - f_d(E, \mu_c)] N(E) dE, \quad (2)$$

where $f_d(E, \mu_c)$ is the Fermi-Dirac distribution and $N(E) = \frac{2|E|}{\pi \hbar^2 v_f^2}$ is the density of energy states. The integrals represent the electron and hole densities (n and p , respectively). The carrier densities are plotted in Fig. 3 while the corresponding chemical potential and Kubo conductivity are plotted in Fig. 4. Note that at the center of the strip, despite the zero net carrier density, a significant amount of thermally excited electrons and holes are present, which leads to the significant conductivity observed in Fig. 4. For simplicity, we assumed an energy independent scattering time of $\tau = 0.1 \text{ ps}$. Moreover, we assumed that the graphene has less than

10^{10} cm^{-2} of unintentional doping fluctuations.

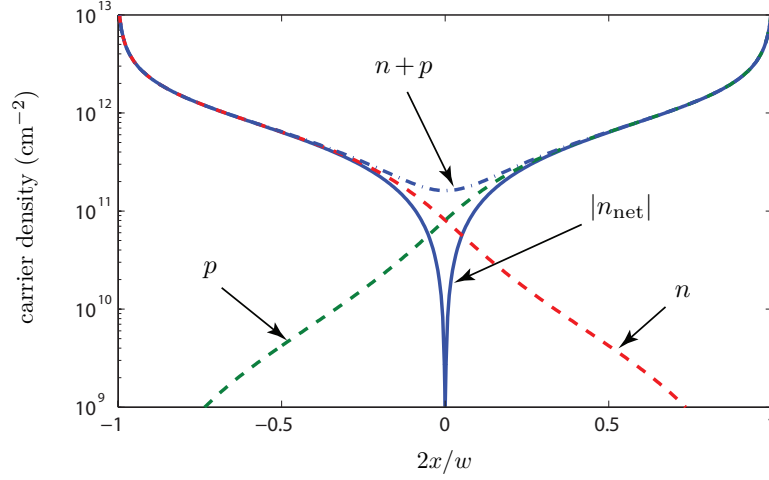


Figure 3. Thermally excited electron and hole densities at room temperature for a graphene strip doped with an electric field; $w = 50 \text{ } \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $T = 300 \text{ K}$.

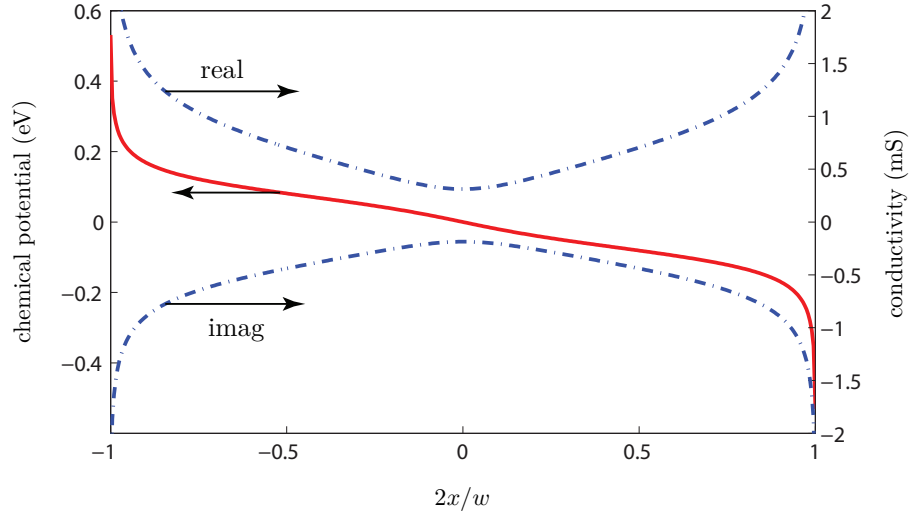


Figure 4. Chemical potential and Kubo conductivity for a graphene strip doped with an electric field; $w = 50 \text{ } \mu\text{m}$ and $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $B_0 = 0 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$, $f = 1 \text{ THz}$.

The graphene strip is next simulated as a conductive sheet in the FDFD resolution of Maxwell equations in order to compute the plasmonic and magnetoplasmonic modes. The slow-wave factor and loss for the plasmon modes propagating along the structure are shown in Fig. 5, where k_z and k_0 are the propagation constant in the z direction and the free space wave number, respectively. The structure supports a plasmon mode localized at the p-n junction, an infinite number of bulk modes (only the first four are shown here) and two edge modes (not shown here). The losses for the first few modes are shown in Fig. 5(b). Since the carrier density is low near the center of the graphene strip, the p-n junction mode has higher loss than the other modes. The farther the mode is from the center, the lower its loss is. Note that the p-n junction mode has a longitudinal current component that is maximal at the center. Since essentially no carriers are present at the center at zero temperature, this mode is not supported at zero temperature.

In the presence of a magnetic biasing field, the lowest magnetoplasmon mode exhibits particularly interesting non-reciprocal properties. If the field is sufficiently high, it propagates only in one direction, as shown

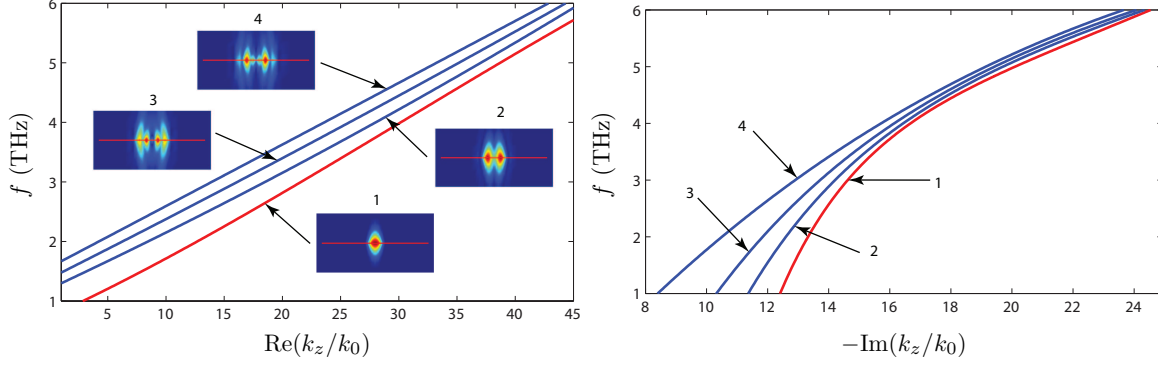


Figure 5. Slow-wave factor and loss for a graphene strip biased by an electric field; $w = 50 \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $B_0 = 0 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. The p-n junction mode is represented in red. The insets show the electric field patterns.

in the dispersion diagram of Fig. 6 for $B_0 = 0.1 \text{ T}$. As the magnetic field is increased, the forward mode concentrates at the center, whereas its energy splits away from the center in the backward direction, as shown in Fig. 6. Therefore, if the strip is excited at its center, in the forward direction, the mode whose energy is localized at the junction is excited, whereas no modes are excited in the backward direction, as there is no mode with energy at the center. However, the source beam will need to be highly confined to avoid exciting the backward mode. Note that the modes exhibit non-commensurate field patterns, with energy being squeezed near the center, as a result of the non-uniform conductivity. In the chemically doped p-n junction, to be studied next, it will be shown that the higher order modes exhibit commensurate resonances with higher contrast between the field patterns of the p-n junction mode in the forward and backward direction.

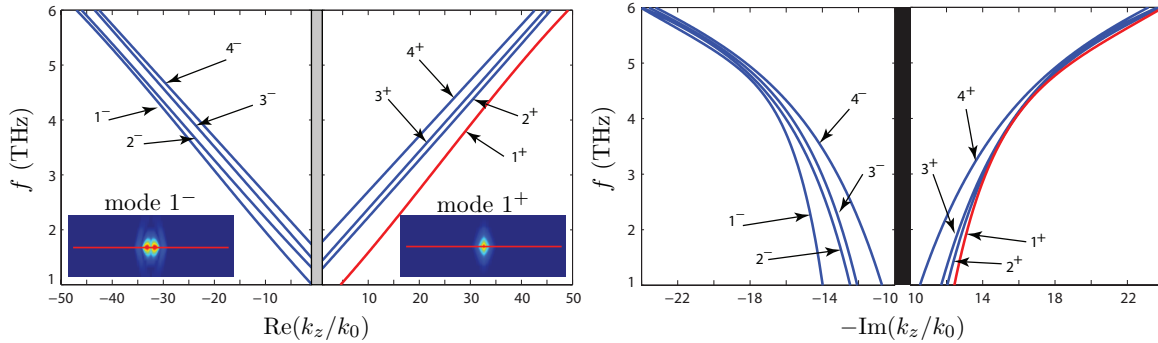


Figure 6. Dispersion curves for a magnetically biased graphene strip biased by an electric field; $w = 50 \mu\text{m}$, $E_0 = 10^8 \text{ V/m}$, $B_0 = 0.1 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. The p-n junction mode is represented in red. The grey area represents the light cone.

2.2. Chemically Doped Graphene

The chemically doped p-n junction is shown in Fig. 1(b). This structure is composed of two chemically doped graphene strips with opposite polarities forming a p-n junction and separated by a nano-gap isolating electron and hole carriers. As the structure of Fig. 1(a), this structure supports a plasmonic mode localized at the middle of the p-n junction. The dispersion curves for the non-biased structure is shown in Fig. 7. The structure supports two edge modes, an infinite number of bulk modes, and the p-n junction mode, plotted in red. The unbiased structure has symmetric dispersion for the forward and backward propagation directions. However, as the magnetic bias is applied, time reversal symmetry is broken and the p-n junction mode exhibits different properties for the forward and backward directions. The dispersion curves for the structure of Fig. 1(b) under magnetic bias is plotted in Fig. 8 for a magnetic bias of $B_0 = 1 \text{ T}$. It is seen that the mode propagating at the junction exhibits very different properties for the forward and backward directions. In the forward direction,

this mode is concentrated at the center, whereas in the backward direction it has very little energy at the center.

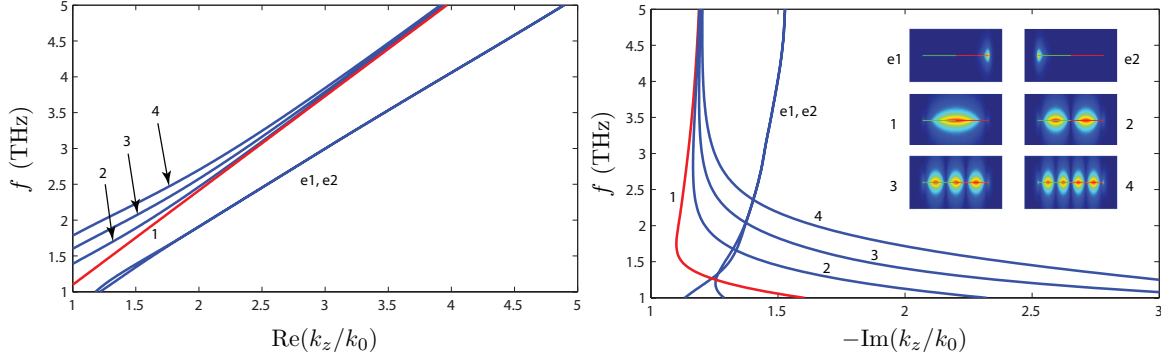


Figure 7. Slow-wave factor and loss for the structure in Fig. 1(b) with no magnetic bias; $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 10 \text{ nm}$, $n = p = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $B_0 = 0 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. The p-n junction mode is represented in red.

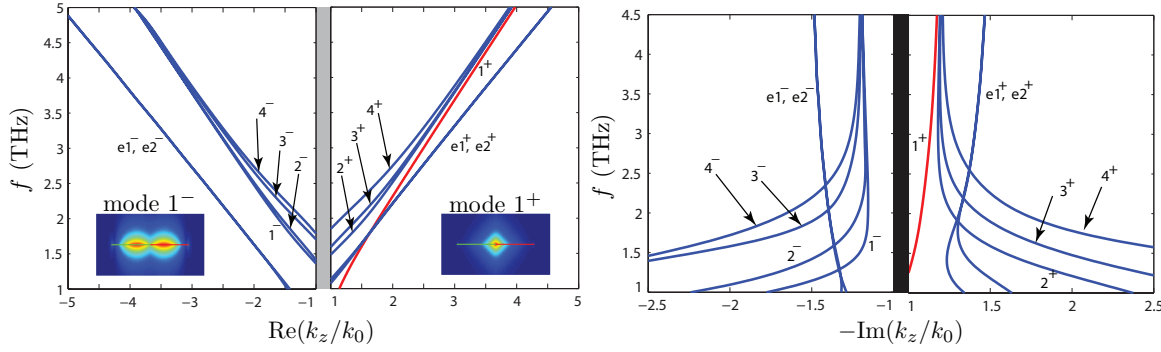


Figure 8. Slow-wave factor and loss for the magnetoplasmonic isolator in Fig. 1(b); $w = 100 \mu\text{m}$, $s = 10 \text{ nm}$, $n = p = 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $B_0 = 1 \text{ T}$, $\tau = 0.1 \text{ ps}$, $T = 300 \text{ K}$. The p-n junction mode is represented in red. The grey area represents the light cone.

It should be noted that the electrically doped and chemically doped graphene junction structures presented in this section are isolators in the sense that propagation is supported along one direction only but not in the sense of conventional isolators [20]. In the latter case, the power sent in the stop direction is dissipated in the devices whereas in the former case it is reflected by the device. Another point to notice is that, although we are considering modal excitation of a multimode structure, the time reversal symmetry breaking is inherent to our structure in the presence of all the modes, due to the odd nature of the magnetic biasing field under time reversal symmetry. Therefore, the proposed isolator represents a true optical isolator in the sense of [21].

3. Phenomenological Explanation

The non-reciprocal property of the magnetically biased structures of Fig. 1(a) and Fig. 1(b), results from the circular birefringence for the two propagation directions. The electric field pattern of the p-n junction mode in the plane of graphene is shown in Fig. 9 for the unbiased structure of Fig. 1(b). As the wave propagates along the strip in the forward direction, point R on the right strip sees a clock-wise rotating electric field, and point L on the left strip sees a counter clock-wise rotating electric field. In magnetically biased graphene, which is characterized by a conductivity tensor $\bar{\sigma} = \sigma_d(\hat{x}\hat{x} + \hat{z}\hat{z}) + \sigma_o(\hat{x}\hat{z} - \hat{z}\hat{x})$, where σ_d and σ_o are the diagonal and off-diagonal conductivities, respectively, the right and left-hand circularly polarized waves see different scalar conductivities, $\sigma_d + j\sigma_o$ and $\sigma_d - j\sigma_o$, respectively. On the other hand, when a magnetic field is applied, the p-doped and n-doped strips have off-diagonal conductivities with opposite signs. As a result, for the forward propagation both strips see the conductivity $\sigma_d - j\sigma_o$ while for the backward direction the

conductivity seen by the wave is $\sigma_d + j\sigma_o$. Therefore, the mode sees different media for different propagation directions, corresponding to different dispersions, as observed in Fig. 8. In the forward direction, the p-n junction mode sees a conductivity with a slightly higher imaginary part and is therefore more concentrated. In the opposite direction, the imaginary part of the conductivity is slightly decreased and the mode becomes less localized. The evolution of mode 1 with increasing magnetic field is plotted in Fig. 10 for the forward and backward directions. As the magnetic field is increased, in the forward direction the mode gradually becomes more concentrated on the p-n junction, whereas in the backward direction it moves away from the center.

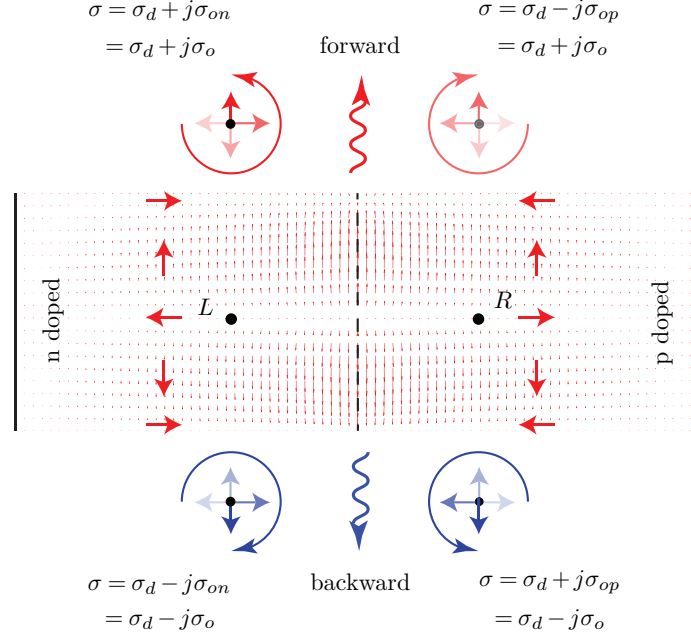


Figure 9. Electric field pattern in the plane of graphene for the structure of Fig. 1(b) with $B_0 = 0$ T. Points R on the right strip sees a clock-wise rotating electric field in the forward direction and a counter clock-wise rotating electric field in the backward direction as the wave propagates. Point L on the left strip sees an oppositely rotating electric field to point R in each direction.

4. Conclusions

The energy concentration and splitting effect allows the realization of non-reciprocal plasmonic devices such as isolators. If the structure is excited at the center, in the forward direction the p-n junction mode is excited, whereas in the backward direction there is only negligible coupling to the backward mode which has little energy at the center. The electrically doped isolator will be very lossy however, as the carrier density is low at the center (the loss is shown in Fig. 6(b)). In a chemically doped graphene p-n junctions the loss can be mitigated by appropriate doping (the loss is shown in Fig. 8(b) for $n = p = 10^{13}$).

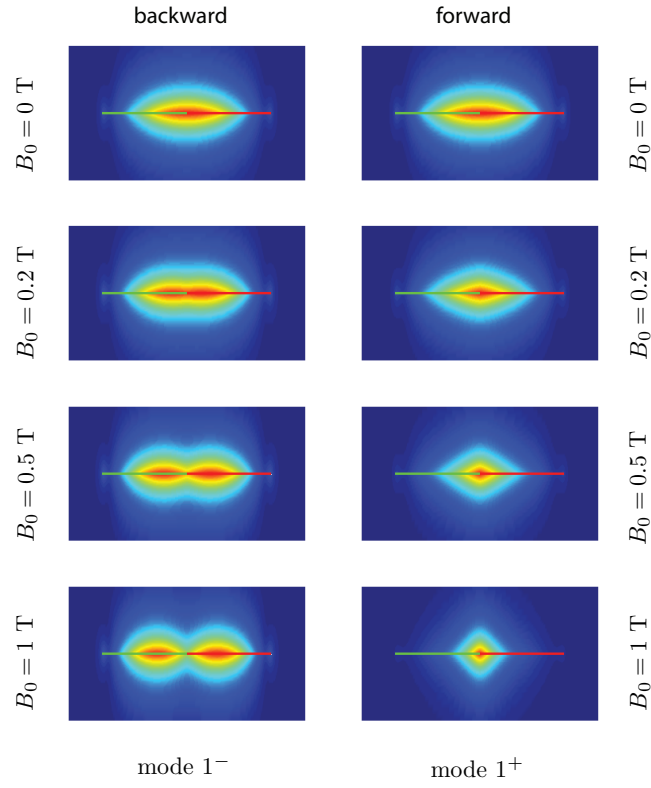


Figure 10. Evolution of the electric field pattern of the mode propagating at the p-n junction (mode 1) for the forward and backward propagations as the magnetic field is increased.

ANNEXE C: ARTICLE 3: OPTICALLY TRANSPARENT AND FLEXIBLE GRAPHENE RECIPROCAL AND NONRECIPROCAL MICROWAVE PLANAR COMPONENTS

Nima Chamanara, Dimitrios Sounas, *Member, IEEE*, Thomas Szkopek, and Christophe Caloz, *Fellow, IEEE*

Abstract—The sheet resistance of graphene has been recently reduced below the level of previous optically transparent conductive materials, making graphene, with its additional advantage of mechanical flexibility, the best candidate for future transparent electronics. We investigate here the viability of microwave planar components using graphene sheets as conductors towards optically transparent and flexible radio systems. Specifically, we study the waveguiding and nonreciprocal properties of such components, through the arbitrary example of a coplanar waveguide (CPW) structure, using the 2D finite difference frequency domain (FDFD) technique. It is shown that reciprocal graphene-based components of acceptably low loss levels are achievable using graphene sheets of the lowest available resistivity, while nonreciprocal components with graphene conductors still exhibit prohibitive loss due to a fundamental trade-off between nonreciprocity and carrier density in graphene.

Index Terms—Graphene, optically transparent and flexible electronics, nonreciprocal components, gyrotropy.

I. INTRODUCTION

Optically transparent and flexible electronic systems represent an emerging technology with great promises for next-generation consumer electronics with applications in tactile screens, light emitting diodes, solar cells, batteries, etc. [1]–[3].

The most common materials for optically transparent electrodes have been so far transparent conductive oxides (TCOs), especially Indium Tin Oxide (ITO), due to its lowest resistivity [4]. However, TCOs are rigid and brittle. Moreover, ITO is particularly expensive, due in part to its indium content. Recently, graphene has been suggested as an advantageous alternative to ITO due to its flexibility and low-cost for transparent electrodes [2], [5], [6], solar cell panels [5] and thin film transistors [7]. We investigate here the viability of graphene-based reciprocal and nonreciprocal [8]–[11] microwave planar components with conductors replaced by graphene sheets towards optically transparent and flexible radio systems. Specifically, we study the waveguiding

and nonreciprocal performance of the graphene-based CPW structure shown in Fig. 1 as a specific example.

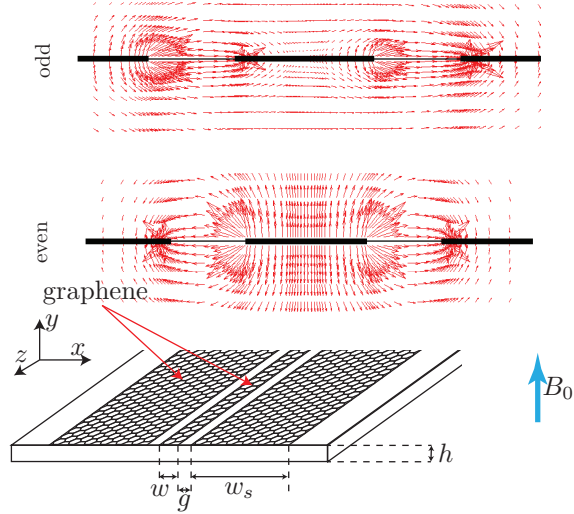


Figure 1. Optically transparent and flexible CPW structure using graphene as conductors with its quasi-TEM odd and even modes, respectively.

II. GRAPHENE SHEET RESISTANCE

The experimental sheet resistance of synthesized graphene is in the order of 2-5 k Ω/\square [5]. Using the various techniques listed in Table I, its resistance can be reduced to more practical levels, outperforming ITO, which has a typical sheet resistance in the range of 30 to 80 Ω/\square . Graphene is thus the best known option to date for transparent and flexible electronics, and intensive research is conducted worldwide to further reduce its resistance. Furthermore, when biased by a static magnetic field, graphene exhibits nonreciprocal gyrotropic properties [8]–[10], making it also a candidate for transparent and flexible nonreciprocal microwave components.

III. MODELING

The components investigated here are distributed components with dimensions in the order of the

Table I
ACHIEVABLE SHEET RESISTANCE VALUES WITH GRAPHENE.

Techniques for reducing resistivity	Sheet resistance Ω/\square	Optical transparency
polyvinyl alcohol doping [12]	400	N/A
4-layer graphene [6]	350	90%
AuCl ₃ -doped graphene [13]	150	87%
nitric acid doping [14]	125	97%
Layer-by-layer doping [15]	54	85%
4-layer nitric acid doping [14]	30	90%
Hybrid graphene-nanogrid [5]	3	79%

electromagnetic wavelength (~ 10 mm to 1 mm). As these dimensions are much greater than the mean free path in graphene (order of $1 \mu\text{m}$), the graphene strips are not operated in the ballistic regime, in contrast to graphene channels in transistors, but in the diffusive regime [16]. Therefore, graphene can be modeled by a local surface conductivity [17]. Under the application of a magnetic static field, B_0 , the conductivity becomes a 2D tensor, $\bar{\sigma} = \sigma_d \bar{I}_t + \sigma_o \bar{J}_t$, where σ_d is the longitudinal conductivity, σ_o the transverse (or Hall) conductivity, and $\bar{I}_t = \hat{x}\hat{x} + \hat{z}\hat{z}$ and $\bar{J}_t = \hat{x}\hat{z} - \hat{z}\hat{x}$. If the graphene is highly doped, i.e., $\mu_c \gg \sqrt{2v_F^2 e B_0 \hbar}$ and $\mu_c \gg k_B T$, where μ_c is the chemical potential, $v_F = 10^6$ m/s is the Fermi velocity and T is the temperature, σ_d and σ_o reduce to the simple Drude expressions [11]

$$\sigma_d = \sigma_0 \frac{1 + j\omega\tau}{(1 + j\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}, \quad (1a)$$

$$\sigma_o = \sigma_0 \frac{\omega_c\tau}{(1 + j\omega\tau)^2 + (\omega_c\tau)^2}, \quad (1b)$$

where $\omega_c = eB_0 v_F^2 / \mu_c$ is the cyclotron frequency, $\sigma_0 = e^2 \mu_c \tau / (\pi \hbar^2)$ is the DC conductivity without magnetic bias field, and τ is the scattering time. Note that in the absence of a magnetic static field ($B_0 = 0$), we have $\omega_c = 0$, and therefore the tensorial conductivity (1) reduces to the scalar conductivity $\sigma_d = \sigma_0 / (1 + j\omega\tau)$.

We use the 2D FDFD technique [18] for simulation of the CPW structure. This method applies to any 2D structure; it is simple and leads to a linear eigenvalue problem which straightforwardly yields the complex propagation constant of the structure. The graphene sheet resistances listed in Table I provide the DC conductivity σ_0 in (1), and the tensorial conductivity components are then fully determined with the additional graphene parameters μ_c and τ , which are typically known from experimental characterization. In the FDFD technique, graphene is modeled as a slab of one computational cell height with a bulk conductivity equal to $\bar{\sigma} / \Delta$, where Δ is the cell size.

Nonuniform meshing with higher density around the graphene surface and edges is used to accurately model the strong field variations in these areas [19]. Moreover, standard field averaging is used at the interface between different materials [20].

IV. RESULTS AND DISCUSSION

A. Reciprocal Case

In waveguiding components, low loss, and therefore low sheet resistance, is crucial. Fig. 2 shows the dispersion curves of a graphene CPW, where $\beta + j\alpha$ is the complex wavenumber and $P_L = -20 \log_{10} e^{-\alpha z}$ is the power loss for a given length z . In the case of very low loss, the even CPW mode is non-dispersive. However, in a graphene CPW, the even and odd modes become dispersive and lossy with the slow wave factor increasing at lower frequencies at a rate of $1/\sqrt{\omega}$. This is explained by the graphene equivalent effective dielectric constant $\epsilon_{\text{graphene}} = -j\sigma/(\omega\epsilon_0)$, increasing at a rate of $1/\omega$ toward low frequencies. The odd mode exhibits lower loss because the electric field lines in the transverse plane extend from the left to the right parts of the ground plane, thereby seeing a larger gap and smaller currents near the edges. The loss per unit length increases with frequency because the fields are more confined around the strips, and therefore produce higher current in the strips, toward higher frequencies.

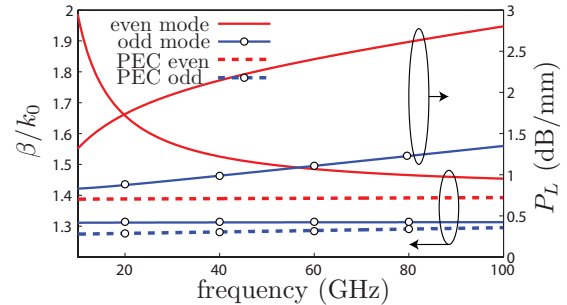


Figure 2. Slow-wave factor and attenuation per millimeter for the graphene CPW structure of Fig. 1 without magnetic bias ($B_0 = 0$) for the parameters $h = 127 \mu\text{m}$, $w/h = 0.8$, $g/h = 0.5$, $w_s = 250 \mu\text{m}$, $R_s = 3 \Omega/\square$, compared to the same structure with perfect electric conductors. The substrate is polyethylene naphthalate (PEN) with dielectric constant $\epsilon_r = 3$ and $\tan \delta = 0.0013$.

Although the loss per unit length provides a physical insight into graphene loss, what matters more in designing distributed microwave components is the loss per guided wavelength. Fig. 3 presents the loss per guided wavelength for a graphene CPW with the same parameters as in Fig. 2. Contrary to loss per unit length, loss per guided wavelength

decreases as frequency increases, since the decrease in wavelength overcompensates the increase of loss due to field confinement. Fig. 3 indicates that $3\Omega/\square$ graphene transparent flexible distributed microwave components exhibit reasonably low loss at millimeter-wave frequencies.

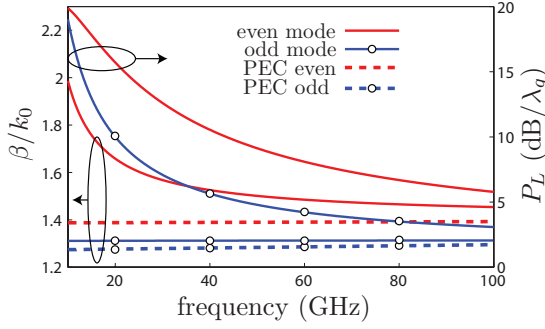


Figure 3. Slow-wave factor and attenuation per guided wavelength for the same case as in Fig. 2.

B. Nonreciprocal Case

Gyrotropy in graphene results from the circular motion of electrons in the presence of a static magnetic field applied. At very high carrier densities, graphene behaves like a perfect electric conductor and gyrotropy is very weak. On the other hand at low carrier densities, where gyrotropy can be significant, the sheet resistance, and hence loss, are high. Therefore, graphene planar structures are subject to a fundamental trade-off between gyrotropy and loss. This trade-off disappears at THz frequencies, where graphene conductivity becomes primarily imaginary due to the high kinetic inductance of electrons [10].

Fig. 4 shows the electric field vector and the dispersion curves of the graphene CPW waveguide biased at 3 T with a sheet resistance of $R_s = 300 \Omega/\square$. Field displacement is observed in Fig. 4 for the even and odd modes for propagation in $+z$ direction. For wave propagation in the opposite direction, the fields are concentrated on the opposite edge. Therefore, the structure is non-reciprocal in terms of field distributions, a property that can be used to realize non-reciprocal devices such as isolators [21]. However, the structure is very lossy because of the relatively high sheet resistance of $R_s = 300 \Omega/\square$. The figure also shows the slow-wave factor and power loss for an unbiased CPW waveguide with the same sheet resistance. The biased graphene CPW is lossier and its slow-wave factor is larger compared to the unbiased case, because the effective path of electrons is larger, due to their deflection and bouncing on the left edge of the strip.

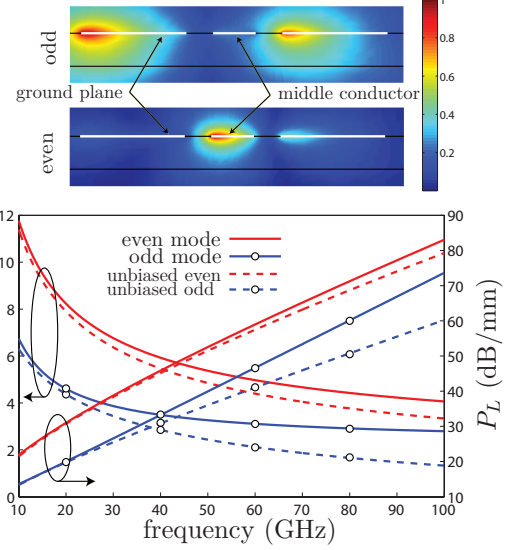


Figure 4. Displaced electric field distributions at 50 GHz and slow-wave factor and attenuation for the same parameters as in Fig. 3, except for a higher sheet resistance of $R_s = 300 \Omega/\square$, under a magnetic bias of 3 T.

V. CONCLUSION

We investigated the viability of microwave reciprocal and nonreciprocal components using graphene as conductors. For reciprocal components, graphene can be used as a transparent flexible microwave component with reasonable low loss at microwave frequencies, and even lower loss towards millimeter-wave frequencies. Given the ongoing research efforts to reduce its sheet resistance, it is anticipated that graphene will become the material of choice for low-loss transparent and flexible reciprocal microwave devices in the near future. On the other hand, the fundamental trade-off between gyrotropy and carrier density in magnetically-biased graphene makes non-reciprocal graphene-based devices excessively lossy.

REFERENCES

- [1] S. Ju, A. Facchetti, Y. Xuan, J. Liu, F. Ishikawa, P. Ye, C. Zhou, T. J. Marks, and D. B. Janes, "Fabrication of fully transparent nanowire transistors for transparent and flexible electronics," *Nature Nanotechnology*, vol. 2, pp. 378–384, 2007.
- [2] K. S. Kim, Y. Zhao, H. Jang, S. Y. Lee, J. M. Kim, K. S. Kim, J. Ahn, P. Kim, J. Choi, and B. H. Hong, "Large-scale pattern growth of graphene films for stretchable transparent electrodes," *Nature Letters*, vol. 457, pp. 706–710, 2009.
- [3] F. N. Ishikawa, H. Chang, K. Ryu, P. Chen, A. Badmaev, L. G. D. Arco, G. Shen, and C. Zhou, "Transparent electronics based on transfer printed aligned carbon nanotubes on rigid and flexible substrates," *ACS Nano*, vol. 3, no. 1, pp. 73–79, 2009.
- [4] T. Minami, "Transparent conducting oxide semiconductors for transparent electrodes," *Semiconductor science and technology*, vol. 20, pp. 35–44, 2005.

- [5] Y. Zhu, Z. Sun, Z. Yan, Z. Jin, and J. M. Tour, "Rational design of hybrid graphene films for high-performance transparent electrodes," *ACS Nano*, vol. 5, no. 8, p. 6472–6479, 2011.
- [6] X. Li, Y. Zhu, W. Cai, M. Borysiak, B. Han, D. Chen, R. D. Piner, L. Colombo, and R. S. Ruoff, "Transfer of large-area graphene films for high-performance transparent conductive electrodes," *Nano Letters*, vol. 9, pp. 4359–4363, 2009.
- [7] W. H. Lee, J. Park, S. H. Sim, S. B. Jo, K. S. Kim, B. H. Hong, and K. Cho, "Transparent flexible organic transistors based on monolayer graphene electrodes on plastic," *Advanced Material*, vol. 23, pp. 1752–1756, 2011.
- [8] D. L. Sounas and C. Caloz, "Electromagnetic non-reciprocity and gyrotropy of graphene," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, p. 021 911:1–3, 2011.
- [9] D. L. Sounas, T. Szkopek, and C. Caloz, "Non-reciprocal gyrotropy in graphene: New phenomena and applications," *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp.*, 2012, Montreal. to be published.
- [10] D. L. Sounas and C. Caloz, "Edge surface modes in magnetically biased chemically doped graphene strips," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, p. 231 902:1–3, Dec. 2011.
- [11] —, "Gyrotropy and non-reciprocity of graphene for microwave applications," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 60, no. 4, pp. 901–914, Apr. 2012.
- [12] P. Blake, P. Brimicombe, N. R. R. T. J. Booth, D. Jiang, F. Schedin, L. A. Ponomarenko, S. V. Morozov, H. F. Gleeson, and E. W. H. et al., "Graphene-based liquid crystal device," *Nano Letters*, vol. 8, pp. 1704–1708, 2008.
- [13] K. K. Kim, A. Reina, Y. Shi, H. Park, L. J. Li, Y. H. Lee, and J. Kong, "Enhancing the conductivity of transparent graphene films via doping," *Nanotechnology*, vol. 21, no. 28, p. 285205, 2010.
- [14] S. Bae, H. Kim, Y. Lee, X. Xu, J. S. Park, Y. Zheng, J. Balakrishnan, T. Lei, H. R. Kim, Y. I. Song, and et al., "Roll-to-roll production of 30-inch graphene films for transparent electrodes," *Nature Nanotechnology*, vol. 5, pp. 574–578, 2010.
- [15] F. Gunes, H. J. Shin, C. Biswas, G. H. Han, E. S. Kim, S. J. Chae, J. Y. Choi, and Y. H. Lee, "Layer-by-layer doping of few-layer graphene film," *ACS Nano*, vol. 4, p. 4595–4600, 2010.
- [16] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*, 8th ed. Wiley, 2004.
- [17] G. W. Hanson, "Dyadic Green's functions for an anisotropic, non-local model of biased graphene," *IEEE Trans. Antennas Prop.*, vol. 56, no. 3, p. 747–757, March 2008.
- [18] Y. Zhao, K. Wu, and K. M. Cheng, "A compact 2-D full-wave finite-difference frequency-domain method for general guided wave structures," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 50, no. 7, pp. 1844–1848, 2002.
- [19] J. N. Hwang, "A compact 2-D FDFD method for modeling microstrip structures with nonuniform grids and perfectly matched layer," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 53, no. 2, pp. 653–659, 2005.
- [20] A. Taflov and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*. Artech House, 2005.
- [21] B. Lax and K. J. Button, *Microwave Ferrites and Ferromagnetics*. McGraw-Hill, 1968, ch. 12, pp. 630–637.

ANNEXE D : DISPERSION DES MAGNETOPLASMONS DU GRAPHÈNE INFINIE

La dispersion des magnetoplasmons dans une feuille de graphène infinie est calculée dans cette section. Considérons une feuille de graphène infinie dans le plan xz et une onde se propageant le long de la surface dans la direction z ,

$$\mathbf{E}_1 = [E_{x1}, E_{y1}, E_{z1}] e^{\alpha y - ikz}, \quad (\text{D.1a})$$

$$\mathbf{E}_2 = [E_{x1}, -E_{y1}, E_{z1}] e^{-\alpha y - ikz}, \quad (\text{D.1b})$$

où \mathbf{E}_1 et \mathbf{E}_2 sont les champs électriques dans les régions 1 (ci-dessus graphène) et 2 (ci-dessous graphène), respectivement. Nous avons utilisé la symétrie de la structure par rapport à l'axe y et écrit les composantes du champ dans la région 2 en termes de composantes de champ électrique dans région 1. La relation de dispersion est obtenue par l'application des conditions aux limites sur la feuille de graphène. Le champ électrique tangentiel est automatiquement continu à travers la feuille de graphène travers D.1. La condition aux limites pour le champ magnétique est

$$\mathbf{a}_y \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = \mathbf{J} = \bar{\bar{\sigma}} \cdot \mathbf{E}_1, \quad (\text{D.2})$$

menant à

$$\frac{2iE_{x1}\alpha}{\mu\omega} - E_{x1}\sigma_d + E_{z1}\sigma_o = 0, \quad (\text{D.3a})$$

$$\frac{1}{\mu\omega} (-\mu\omega (E_{x1}\sigma_o + E_{z1}\sigma_d) + 2i(-iE_{y1}k + E_{z1}\alpha)) = 0, \quad (\text{D.3b})$$

où σ_d et σ_o sont les composantes diagonale et hors diagonales du tenseur de conductivité, respectivement. Les composantes normales du champ électrique sont éliminées par la relation de divergence $\nabla \cdot \mathbf{E}_1 = 0$, donnant

$$E_{y1} = -\frac{iE_{z1}}{\alpha}k. \quad (\text{D.4})$$

Remplacement de D.4 dans D.3 donne

$$\begin{bmatrix} \sigma_o & \frac{2i\alpha}{\mu\omega} - \sigma_d \\ -\sigma_d - \frac{2ik_0^2}{\alpha\mu\omega} & -\sigma_o \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{x1} \\ E_{z1} \end{bmatrix} = \mathbf{0}. \quad (\text{D.5})$$

Résoudre le déterminant donne la relation de dispersion suivante

$$\begin{aligned} k_z^2 &= k_0^2 + \alpha_y^2 \\ \frac{\alpha_y}{k_0} &= -j \frac{1+s_d^2+s_o^2 \pm \sqrt{(1+s_d^2+s_o^2)^2 - 4s_d^2}}{2s_d} \quad , \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

où $s_d = \eta_0\sigma_d/2$ et $s_o = \eta_0\sigma_o/2$.

ANNEXE E : LA MÉTHODE DES DIFFÉRENCES FINIES DANS LE DOMAINE FRÉQUENTIEL

Nous avons utilisé le Méthode des Différences Finies dans le Domaine Fréquentiel (FDFD) pour la simulation de nos structures. Pour une onde guidée se propageant dans la direction z , les équations de Maxwell admettent la solution de Bloch

$$\mathbf{E} = \tilde{\mathbf{E}}e^{-jk_z z}, \quad (\text{E.1a})$$

$$\mathbf{H} = \tilde{\mathbf{H}}e^{-jk_z z}. \quad (\text{E.1b})$$

L'équation E.2 est substituée dans les équations de Maxwell dans le domaine des fréquences et les équations résultantes sont discrétisées en utilisant la méthode des différences finies Zhao et al. (2002). Cela conduit à une équation linéaire aux valeurs propres qui est ensuite résolue pour le facteur de Bloch, k_z .

Nous discutons de la façon de traiter les matériaux avec épaisseur nulle comme le graphène. Il existe plusieurs approches possibles pour traiter ces problèmes. La première approche consiste à modéliser le matériau épaisseur nulle comme un très mince (sub-longueur d'onde) matériel volumétrique avec des paramètres constitutifs ajusté Vakil and Engheta (2011). Pour une feuille conductrice avec une épaisseur nulle la conductivité volumétrique ajustée prend la forme suivante

$$\sigma_{\mathbf{3D}} = \sigma_{\mathbf{2D}}/d, \quad (\text{E.2})$$

où d est l'épaisseur de la feuille.

La seconde approche est d'écrire les équations de Maxwell sous forme intégrale. Dans ce cas, les paramètres constitutifs 2D entrent automatiquement dans les équations discrétisées. La grille FDFD pour le problème d'une feuille conductrice d'épaisseur nulle entre deux milieux diélectriques différents est représentée à la figure E.1. Nous dérivons l'équation impliquant E_z . L'équation pour E_x peut être dérivé de façon similaire.

L'application de la loi Ampère à la boucle interne de la figure E.1 rendements

$$\begin{aligned} & \left[H_y^{(i,j+\frac{1}{2})} - H_y^{(i,j-\frac{1}{2})} \right] \Delta y - \left[H_x^{(i+\frac{1}{2},j)} - H_x^{(i-\frac{1}{2},j)} \right] \Delta x \\ & = I_{z,\text{conduction}} + I_{z,\text{displacement}}, \end{aligned} \quad (\text{E.3})$$

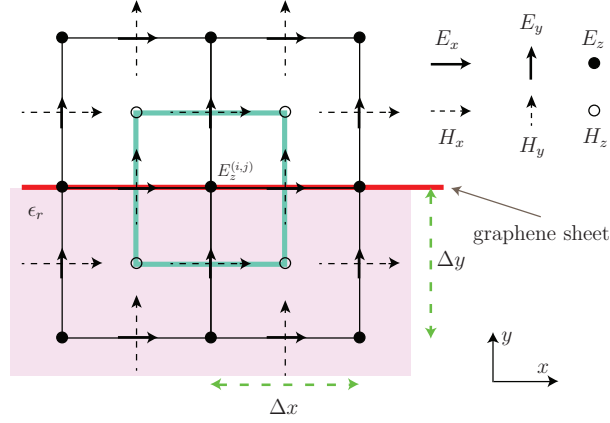


Figure E.1 Grille 2D FDFD sur une feuille résistive d'épaisseur nulle.

où les courants de conduction et de déplacement sont

$$I_{z,\text{conduction}} = \sigma_{2D} E_z^{(i,j)} \Delta x \quad (\text{E.4a})$$

$$I_{z,\text{displacement}} = j\omega\epsilon_0 E_z^{(i,j)} \Delta x \frac{\Delta y}{2} + j\omega\epsilon_0 \epsilon_r E_z^{(i,j)} \Delta x \frac{\Delta y}{2}. \quad (\text{E.4b})$$

En substituant (E.4) dans (E.3) et en divisant les deux côtés de l'équation résultante de $\Delta x \Delta y$, conduit à

$$\frac{H_y^{(i+\frac{1}{2},j)} - H_y^{(i-\frac{1}{2},j)}}{\Delta x} - \frac{H_x^{(i,j+\frac{1}{2})} - H_x^{(i,j-\frac{1}{2})}}{\Delta y} = j\omega\epsilon^{(i,j)} E_z^{(i,j)}, \quad (\text{E.5})$$

où $\epsilon^{(i,j)} = \frac{1 + \epsilon_r}{2} - j \frac{\sigma_{2D}}{\omega\epsilon_0 \Delta y}$.

Sur les bords des bandes de graphène, Δx dans E.4a est remplacé par $\Delta x/2$. Des principes similaires peuvent être appliqués dans le cas de conductivité tensorielle.

La troisième approche consiste à utiliser les conditions impédance aux limites Nayyeri et al. (2013). Dans cette approche, les composantes du champ tangentiel sur les feuilles conductrices sont divisées en deux, chacune représentant la composante de champ d'un côté de la feuille. Ensuite, les conditions aux limites sont appliquées directement, en utilisant les composantes de champ des deux côtés de la feuille d'épaisseur nulle.